Collisions profondément inélastiques entre ions lourds auprès du Tandem d'Orsay & Spectroscopie gamma des noyaux exotiques riches en neutrons de la couche fp avec le multi-détecteur germanium ORGAM

Mathieu Ferraton

▶ **To cite this version:**

Mathieu Ferraton. Collisions profondément inélastiques entre ions lourds auprès du Tandem d'Orsay & Spectroscopie gamma des noyaux exotiques riches en neutrons de la couche fp avec le multi-détecteur germanium ORGAM. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112119 . tel-00638042

HAL Id: tel-00638042
https://theses.hal.science/tel-00638042

Submitted on 3 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE

Spécialité :
Physique Nucléaire

Thèse de Doctorat

présentée par

Mathieu FERRATON

Collisions profondément inélastiques entre ions lourds auprès du Tandem d'Orsay

&

Spectroscopie γ des noyaux exotiques riches en neutrons de la couche *fp* avec le multidétecteur germanium ORGAM

Soutenue le 20 Juillet 2011 devant le jury composé de :

Jean-Claude ANGELIQUE	Rapporteur
Dominique CURIEN	Rapporteur
Navin ALAHARI	Examinateur
Bernard BERTHIER	Président du jury
Amel KORICHI	Examinatrice
David VERNEY	Co-Directeur de thèse

Directeur de thèse : Fadi IBRAHIM

Remerciements

Ce manuscrit de thèse, qui décrit les aspects scientifiques et techniques du travail réalisé au sein de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, rend difficilement compte de l'aspect humain de l'épopée que constitue la préparation d'une thèse expérimentale. Les premières lignes de ce manuscrit sont donc consacrées à tous ceux qui, au gré des rencontres et des discussions, ont jalonnés mon parcours de doctorant, et permis la réussite de ce projet.

Je tiens d'abord à remercier les membres du jury d'avoir examiné mon travail avec autant de soin, et en particulier Amel Korichi, pour son amitié et son soutien dans des moments difficiles, ainsi que Bernard Berthier, président du jury et ancien directeur de l'école doctorale Rayonnement et Environnement, qui m'a permis d'obtenir une allocation de recherche.

Je remercie mes deux directeurs de thèse, David Verney et Fadi Ibrahim, qui m'ont accueilli au sein de ce laboratoire. Je leur suis reconnaissant de m'avoir accordé leur confiance, et impliqué dans toutes les étapes qui ont mené à la concrétisation du projet ORGAM. Ils m'ont offert l'opportunité de travailler en étroite collaboration avec les techniciens, ingénieurs et physiciens impliqués dans les expériences menées auprès du pôle tandem-ALTO. Cette collaboration a été source de nombreuses rencontres très enrichissantes, tant sur le plan scientifique et technique, que sur le plan personnel.

Parmi les personnes qui ont contribué à ce travail, je tiens particulièrement à remercier Sébastien Ancelin, technicien du groupe NESTER, avec qui nous avons œuvré pendant plus d'un an à la mise en place d'ORGAM, colmatant les fuites dans la circulation d'azote liquide, et transportant les détecteurs en chariot tout-terrain à travers l'IPN, ainsi que Jean-Luc Cercus, qui m'a appris à comprendre et à soigner ces fragiles détecteurs germanium qui ont été mon outil de travail quotidien.

Je remercie chaleureusement les techniciens et ingénieurs du pôle tandem-ALTO pour leur accueil dans les aires expérimentales, leur disponibilité, leur professionnalisme, et pour tous les précieux conseils qui ont permis de faire avancer au quotidien le projet ORGAM. J'ai une pensée particulière pour Hervé Croizet, Tony Corbin, Elie Borg et Christophe Planat, pour les shifts de nuit passés à nous battre pour le succès expériences. Je remercie également vivement Abdelhakim Saïd, dont la passion pour « son » accélérateur est largement communicative.

Je remercie également les physiciens, postdocs, et étudiants du groupe NESTER et du CSNSM qui ont participé à la mise en place d'ORGAM. J'ai une pensée plus particulière pour Radomira

Lozeva, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler à la préparation de nombreuses expériences au Tandem. Je remercie également Kane, du service informatique, pour le temps que nous avons passé à tenter de faire fonctionner une acquisition capricieuse.

Je n'oublie pas non-plus tous ceux dont le nom n'apparait pas dans ces lignes, et qui ont contribué, de près ou de loin, à la réussite de ce projet, et à qui j'adresse également mes remerciements.

L'expérience d'enseignement, qui a fait partie intégrante de ma vie de doctorant pendant trois ans, a certainement été l'une des plus stimulantes et enrichissantes qu'il m'ait été donné de vivre, c'est pourquoi je suis très reconnaissant envers Iolanda Matea et Carole Gaulard, qui m'ont offert cette opportunité d'enseigner aux étudiants de l'université Paris 11.

Je remercie les doctorants de toute nationalité et de toute discipline, que j'ai côtoyés au sein de l'IPN, ainsi que dans les différentes écoles d'été auxquelles j'ai eu la chance de participer, pour tous les moments, studieux ou festifs, que nous avons partagé. Je leur souhaite à tous de concrétiser leur projets et leur rêves. J'ai une pensée particulière pour mes collègues de bureau, Sandra et Baptiste, avec qui nous avons partagé pendant trois ans les hauts et les bas inhérents à la vie du thésard.

Je tiens remercier chaleureusement Laurence Berthier, la secrétaire du groupe NESTER, dont la disponibilité et les attentions envers les étudiants sont appréciés de tous et contribuent largement à rendre l'ambiance de travail agréable.

Je tiens également à adresser mes remerciements à Jacques Guillot, pour les nombreuses discussions très enrichissantes à l'heure de la pause café.

Je remercie finalement tous ceux, famille, amis, collègues, qui m'ont soutenu pendant les moments difficiles, et qui se sont déplacés, parfois de loin, pour assister à ma soutenance de thèse. Je remercie en particulier ma maman, Odile Ferraton, qui s'est démenée pour rendre ce moment agréable pour tous, et qui était probablement la plus anxieuse à l'approche du dénouement.

Ma dernière pensée va pour mon père, Gérard Ferraton, qui depuis bien longtemps n'est plus là pour me guider, mais dont me viennent probablement la curiosité et le gout d'apprendre qui m'ont poussés jusqu'au terme d'un long cursus universitaire, lui qui a toujours tenté de répondre à mes incessantes questions, et m'a donné l'envie de comprendre le monde qui m'entoure.

Table des matières

Introduction **13**

1 Motivations **17**
1.1 Structure des noyaux de la couche fp 17
1.1.1 Le modèle en couche 17
1.1.2 Application aux noyaux riches en neutrons de la couche fp 20
1.2 Production et étude des noyaux exotiques riches en neutrons de la couche fp . . . 26

2 Le multidétecteur ORGAM **29**
2.1 Caractérisation et retraitement des détecteurs tronconiques type EUROGAM Phase 1 30
2.1.1 Dégradation des performances 31
2.1.2 Retraitement des détecteurs germanium type EUROGAM Phase 1 32
2.2 La réjection Compton : les détecteurs BGO à scintillation 38
2.2.1 Le rapport Pic/Compton (P/C) 38
2.2.2 Les enceintes anti-Compton 39
2.2.3 Caractérisation des performances des enceintes de réjection Compton . . . 40
2.2.4 Détermination des tensions d'alimentation des PM 43
2.3 Le multi-détecteur ORGAM et sa mise en oeuvre 45
2.3.1 Géométrie et support mécanique 45
2.3.2 Le système de refroidissement 47
2.3.3 Implantation d'ORGAM au tandem d'Orsay 48
2.4 Conclusion 52

3 Les mécanismes de réaction entre ions lourds aux énergies proches de la barrière Coulombienne **53**
3.1 Cinématique des réactions entre ions lourds 54
3.2 La diffusion Coulombienne 55
3.3 Les processus nucléaires 55
3.3.1 Les collisions à faible paramètre d'impact : la fusion-évaporation 56

3.3.2 Les collisions à grand paramètre d'impact : régime quasi-élastique et angle d'affleurement limite (grazing angle) . . . 57
3.3.3 Le régime intermédiaire : les collisions profondément inélastiques . . . 58
3.4 Les principales caractéristiques des produits de réactions profondément inélastiques 61
3.4.1 Rapport N/Z des produits de collisions profondément inélastiques . . . 61
3.4.2 Distribution de masse des produits de collisions profondément inélastiques 66
3.4.3 Section efficace totale et influence de l'énergie incidente . . . 70
3.5 Perspectives d'utilisation des mécanismes profondément inélastiques comme moyen de production de noyaux exotiques riches en neutrons . . . 72

4 Étude de la composante profondément inélastiques dans les collisions ^{36}S (154 MeV) + ^{70}Zn, pour la production de noyaux exotiques riches en neutrons 73
4.1 Choix de la réaction étudiée . . . 74
4.1.1 Perspectives de production selon le couple faisceau-cible . . . 74
4.1.2 Contraintes liées à l'accélérateur . . . 77
4.1.3 Contraintes liées à la détection des particules chargées . . . 77
4.2 Dispositif expérimental . . . 83
4.2.1 Couple faisceau-cible . . . 83
4.2.2 Détection des particules chargées . . . 84
4.2.3 Détection des photons γ . . . 90
4.3 Analyse des données expérimentales . . . 90
4.3.1 Classement des données . . . 90
4.3.2 Étalonnage des détecteurs de particules . . . 96
4.3.3 Identification des fragments à 66° : coïncidences $\Delta E - E$ . . . 99
4.3.4 Étude des anti-coïncidences . . . 108
4.3.5 Étude des coïncidences γ-γ . . . 108
4.3.6 Estimation de la section efficace . . . 115
4.4 Conclusion . . . 115

5 Étude par spectroscopie γ des noyaux de ^{59}Mn et ^{57}Cr produits par fusion-évaporation au tandem d'Orsay 119
5.1 Principe de l'expérience . . . 119
5.1.1 Production des noyaux de ^{59}Mn et ^{57}Cr . . . 119
5.1.2 Principe de l'étude par spectroscopie γ . . . 120
5.1.3 Réduction du fond γ par l'identification des voies chargées . . . 121
5.2 Dispositif expérimental . . . 121
5.2.1 Couple faisceau-cible . . . 121
5.2.2 Détection des photons γ . . . 122
5.2.3 Détection des particules chargées . . . 122

5.3 Analyse des données expérimentales . . . 123
5.3.1 Classement des données . . . 123
5.3.2 Étude des coïncidences $\gamma-$particule . . . 126
5.3.3 Matrice de coïncidences $\gamma-\gamma$ . . . 129
5.4 Étude du noyau de ^{59}Mn . . . 132
5.4.1 Identification du ^{59}Mn . . . 133
5.4.2 Étude du ^{59}Mn par spectroscopie γ . . . 133
5.5 Étude du noyau de ^{57}Cr . . . 138
5.6 Discussion sur la structure des isotopes de Mn et Cr . . . 140
5.6.1 Structure des isotopes impairs de Mn . . . 140
5.6.2 Structure des isotopes de fer et de chrome impairs en neutrons . . . 141
5.7 Conclusion . . . 142

6 Modèle de couplage intermédiaire pour la description des isotopes de chrome impairs 145
6.1 Description du modèle de couplage intermédiaire . . . 145
6.1.1 Hamiltonien . . . 145
6.1.2 Fonctions de base du modèle . . . 147
6.1.3 Diagonalisation de l'Hamiltonien . . . 147
6.1.4 Résolution des équations BCS . . . 148
6.2 Application aux isotopes de chrome . . . 148
6.2.1 Description du ^{53}Cr . . . 148
6.2.2 Description du ^{55}Cr . . . 152
6.2.3 Description du ^{57}Cr . . . 155
6.3 Conclusion . . . 159

Conclusion et perspectives 161

Annexes 167

A La détection des photons γ en physique nucléaire 167
A.1 Les différents processus d'interaction photon-matière . . . 167
A.1.1 L'effet photoélectrique . . . 167
A.1.2 La diffusion par effet Compton . . . 168
A.1.3 La création de paire . . . 169
A.2 Les contraintes expérimentales liées à la détection des photons γ . . . 170

B Les détecteurs semi-conducteurs au germanium 173
B.1 Généralités sur les semi-conducteurs . . . 173
B.1.1 Semi-conducteur intrinsèque . . . 174

B.1.2 Dopage 175
B.1.3 Jonction P-N 176
B.1.4 Polarisation d'une jonction 176
B.2 La détection des photons γ avec le germanium 178
B.2.1 Conversion de l'énergie des photons en signal électrique 178
B.2.2 Résolution en énergie 181

C Les détecteurs germanium tronconique type EUROGAM Phase 1 185
C.1 Le cryostat 186
C.2 L'électronique de lecture 186
C.3 Alimentation et extraction des signaux 188

D Fonctionnement des enceintes de réjection Compton 191
D.1 Les détecteurs à scintillation 191
D.2 L'électronique de lecture 192

E Maintien en froid des détecteurs germnium d'ORGAM 193
E.1 Les cycles de remplissage 194
E.2 L'alimentation des vannes et la lecture des Pt100 196
E.3 L'interface de contrôle et commande 197
E.4 Les améliorations apportées pour ORGAM 197

Introduction

Le noyau atomique est un système microscopique complexe composé de protons et neutrons, interagissant par l'intermédiaire de la force nucléaire. L'ensemble des noyaux liés vis-à-vis de l'interaction nucléaire est souvent représenté sous la forme d'un tableau appelé charte des noyaux, dont chaque case représente un noyau donné, avec en abscisse son nombre de neutrons, et en ordonnée son nombre de protons (voir fig. 1). L'ensemble des noyaux dont la durée de vie est supérieure à celle de l'univers, et qui sont représentés en noir sur la figure, forment la vallée de stabilité. Aux frontières de la charte des noyaux se trouvent les *drip-lines*, qui constituent les limites en termes de rapport N/Z, au-delà desquelles les noyaux ne sont plus liés par l'interaction nucléaire.

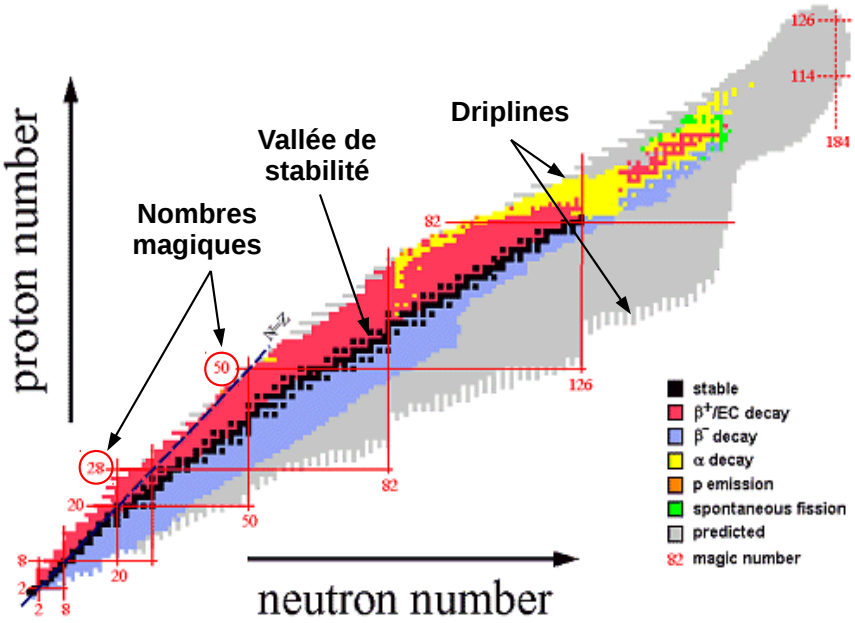

FIGURE 1 – La charte des noyaux.

L'existence de certains nombres particuliers de protons et de neutrons (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126), dit nombres magiques, conférant au noyau des propriétés remarquables, a depuis longtemps été mise en évidence par l'étude systématique des propriétés des noyaux stables. La figure 2,

qui montre la différence entre la masse mesurée expérimentalement, et la masse calculée avec le modèle macroscopique de la goutte liquide, qui considère le noyau comme dénué de structure interne, montre clairement l'augmentation de l'énergie de liaison dans les noyaux dont le nombre de protons ou de neutrons se rapppoche d'un nombre magique. D'autres propriétés, telles que l'énergie importante de leur premier état excité (voir fig. 3), ou la faible valeur de leur moment quadripolaire, confirment la particularité de ces noyaux magiques. Cette régularité observée dans la systématique des propriétés des noyaux stables a été à l'origine de l'élaboration du modèle en couches, qui permet non-seulement d'expliquer la particularité de ces noyaux magiques, mais également de reproduire les propriétés de nombreux noyaux stables.

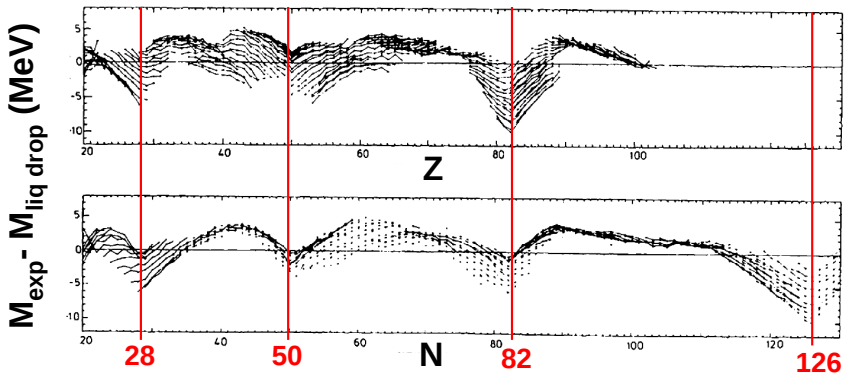

FIGURE 2 – Différence entre la masse des noyaux mesurée expérimentalement et la masse calculée par la formule de la goutte liquide.

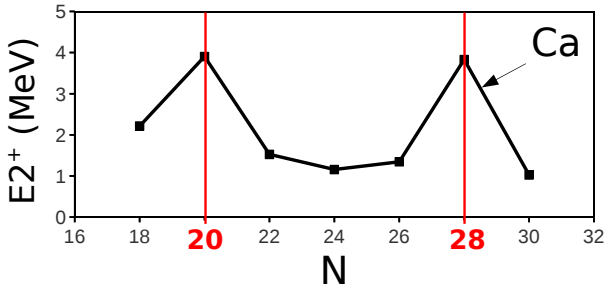

FIGURE 3 – Energie $E2^+$ du premier état excité des isotopes pair-pair de calcium.

L'étude de noyaux de plus en plus éloignés de la stabilité, rendue possible par les progrès réalisés dans les moyens de production et d'observation, a cependant rapidement montré les limites du modèle en couche dans sa version historique. Les preuves expérimentales de l'apparition et de la disparition de certaines fermetures de couches dans les régions exotiques de la charte des noyaux ont ainsi amené à affiner le modèle en couche, afin de prendre en compte les effets de l'asymétrie proton-neutron sur la structure des noyaux éloignés de la stabilité. L'évolution de la magicité loin

de la stabilité, et la description de la structure de ces noyaux exotiques, sont aujourd'hui au cœur de nombreuses études expérimentales et théoriques menées dans le but d'étendre les prédictions du modèle en couches en direction des drip-lines.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit s'articule autour de la problématique de la production et de l'étude par spectroscopie γ, auprès du tandem d'Orsay, d'espèces exotiques dans la région des noyaux riches en neutrons de la couche fp, située entre les fermetures de couche proton Z = 20 et Z = 28, et au-delà de la fermeture de couche neutrons N = 28. La structure des noyaux de cette région présente une évolution très rapide avec l'augmentation du nombre de neutrons, ce qui en fait un laboratoire particulièrement intéressant pour l'étude de l'interaction résiduelle proton-neutron loin de la stabilité. La composante monopolaire de l'interaction proton-neutron est notamment responsable de l'ouverture du gap N = 32, qui donne aux isotones N = 32 les plus légers un caractère semi-magique. Les données les plus récentes obtenues dans la région semble montrer, à l'inverse, que les isotones N = 40 situés en dessous du gap Z = 28 perdent leur caractère semi-magique, au profit d'un comportement collectif induit par le développement de corrélations quadripolaires entre protons et neutrons de valence.

Les expériences récentes ayant permis d'observer des états excités dans les noyaux les plus exotiques de la couche fp ont été réalisées grâce aux faisceaux exotiques produits par fragmentation au GANIL ou à MSU. Les états excités identifiés dans ces noyaux reste cependant assez peu nombreux en raison de la faible intensité des faisceaux exotiques disponibles à l'heure actuelle. Si l'arrivée de faisceaux exotiques de haute intensité devrait, à l'avenir, permettre d'étendre considérablement les possibilités d'investigations dans cette région de masse, l'étude de la structure des noyaux de la couche fp repose aujourd'hui principalement sur l'exploitation des mécanismes de réaction entre ions lourds à une énergie proche de la barrière coulombienne, avec des couples faisceau-cible stables. Ces mécanismes ont en effet l'avantage de peupler les noyaux d'intérêt à grande énergie d'excitation, ce qui permet ensuite une étude approfondie de leur structure au travers de leur spectre en énergie d'excitation, obtenu notamment par spectroscopie γ. L'accélérateur tandem d'Orsay, qui fourni des faisceaux stables de basse énergie, doit donc permettre de peupler les noyaux de cette région de masse à grande énergie d'excitation, grâce à ces collisions entre ions lourds.

Ce manuscrit présente les résultats obenus au cours de deux expériences réalisées auprès du tandem d'Orsay, visant à produire des noyaux riches en neutrons de la couche fp par collisions entre ions lourds. La première expérience, réalisée en 2005, a permis de produire par fusion-évaporation entre un faisceau de ^{14}C et une cible de ^{48}Ca, les noyaux de ^{59}Mn et ^{57}Cr. Ces noyaux ont pu être étudiés par spectroscopie γ, grâce à un dispositif composé de 8 détecteurs germanium. Une seconde expérience, plus exploratoire, a été réalisée en 2009 afin de produire des noyaux dans la région d'intérêt par collisions profondément inélastiques entre un faisceau de ^{36}S et une cible de ^{70}Zn. Un dispositif, basé sur l'utilisation de télescope $\Delta E - E$ en silicium, a été utilisé pour identifier la charge des fragments émis au-delà de l'angle de grazing. Le multi-détecteur au germanium ORGAM, mis en place auprès de l'accélérateur tandem au cours de ce travail de thèse, a été utilisé

pour réaliser une identification complémentaire des fragments.

Le chapitre 1 de ce manuscrit revient, d'une part, sur la description des noyaux riches en neutrons de la couche fp dans le cadre du modèle en couches, et d'autre part, sur les moyens de production des noyaux de la couche fp.

Le chapitre 2 décrit l'implantation du multi-détecteur ORGAM auprès de l'accélérateur tandem d'Orsay.

Le chapitre 3 revient sur les différents mécanismes de réaction entre ions lourds aux énergies proches de la barrière coulombienne. Il détaille en particulier l'état actuel des connaissances concernant les collisions profondément inélastiques.

Le chapitre 4 décrit en détail le dispositif expérimental, ainsi que l'analyse des données recueillies au cours de l'expérience exploratoire visant à produire des noyaux riches en neutrons de la couche fp par collisions profondément inélastiques inélastiques.

Le chapitre 5 présente les résultats de l'étude par spectroscoipe γ des noyaux de ^{59}Mn et ^{57}Cr produits par fusion-évaporation.

Le chapitre 6 propose une interprétation de la structure des isotopes de chrome impairs, à l'aide d'un modèle phénoménologique de couplage intermédiaire.

Chapitre 1

Motivations

La région de masse des noyaux riches en neutrons de la couche fp, située entre les fermetures de couche proton $Z = 20$ et $Z = 28$, et au-delà de la fermeture de couche neutron $N = 28$ intéresse de prés la communauté des physiciens étudiant la structure des noyaux atomiques. L'étude de cette région de masse, relativement difficile d'accès expérimentalement, permet de mettre en évidence divers aspects de l'évolution de la structure des noyaux atomiques sous l'effet de l'asymétrie proton-neutron. Cette évolution permet de tester le modèle en couches à ses limites et ainsi de le faire évoluer par ajustement des forces effectives. Nous allons donc voir comment est interprétée l'évolution de la structure des noyaux de cette région dans le cadre du modèle en couches. Nous verrons ensuite comment produire les noyaux de cette région de masse auprès des accélérateurs de particules, et quelles sont les possibilités d'étude de ces noyaux auprès de l'accélérateur tandem d'Orsay.

1.1 Structure des noyaux de la couche fp

1.1.1 Le modèle en couche

La description de la structure du noyau atomique est une problématique complexe puisqu'elle nécessite la résolution de l'équation de Schrödinger pour un système de A nucléons en interaction forte. L'Hamiltonien d'un tel système est donné par

$$H = \sum_{i=1}^{A} T(i) + \sum_{i=1}^{A} \sum_{j>i}^{A} V(i,j), \tag{1.1}$$

où $T(i)$ est l'énergie cinétique du nucléon i, et $V(i,j)$ est le potentiel d'interaction nucléon-nucléon entre les nucléons i et j. La forme du potentiel d'interaction nucléaire, dérivée de l'interaction forte, est cependant assez mal connue à l'intérieur du milieu nucléaire. La résolution numérique du problème devient de plus rapidement impossible lorsqu'on considère des noyaux lourds, constitués d'un grand nombre de nucléons.

Les données expérimentales obtenues sur les noyaux stables dans la première moitié du 20^e siècle avaient rapidement mis en évidence une certaine régularité dans la systématique des différentes observables de la structure du noyau. L'existence de nombre magiques de protons et

de neutrons, conférant une sur-stabilité à certains noyaux, ont conduit à développer, au départ par analogie avec la physique atomique, un modèle à particules indépendantes, appelé modèle en couches, qui est aujourd'hui largement utilisé interpréter la structure des noyaux.

1.1.1.1 Hypothèses de base

Le modèle en couche suppose l'existence d'un champ moyen central engendré par l'ensemble des nucléons du noyau, et dans lequel chaque nucléon évolue quasi-indépendamment des autres. L'Hamiltonien 1.1 peut alors être réécrit

$$H = \sum_{i=1}^{A} [T_i + U(i)] + \left[\left(\sum_{i=1}^{A} \sum_{j>i}^{A} V(i,j) \right) - U(i) \right] = H_0 + H_{res}. \tag{1.2}$$

où

$$H_0 = \sum_{i=1}^{A} [T_i + U(i)] \tag{1.3}$$

est l'Hamiltonien de champ moyen qui décrit la dynamique de A nucléons indépendants évoluant dans le potentiel moyen U. Le second terme H_{res} décrit l'interaction résiduelle entre les nucléons, supposée contenir l'ensemble des corrélations qui ne sont pas reproduites par le champ moyen.

En supposant que la dynamique globale du système est bien reproduite par l'Hamiltonien de champ moyen H_0, l'Hamiltonien d'interaction résiduelle H_{res} peut alors être traité comme une perturbation. Le potentiel choisi doit donc permettre de reproduire au mieux les propriétés globales du noyau et de la matière nucléaire (saturation de la densité nucléaire, taille finie du noyau,...). La résolution de l'équation de Schrödinger à l'ordre 0, qui consiste a déterminer les fonctions propres et valeurs propres de l'opérateur H_0, permet alors d'obtenir la séquence et l'énergie des états de particule individuelle, ou orbitales, accessibles aux nucléons.

Le potentiel proposé par Woods et Saxon en 1954 [Wood 54], qui suit la distribution de densité des nucléons dans le noyau, permet de reproduire de manière très satisfaisante l'énergie des états de particule individuelle. Ce potentiel ne permet cependant pas une résolution analytique du problème, et on recourt plus souvent au potentiel d'oscillateur harmonique, dont les effets de bord sont corrigés par un terme en l^2. Les travaux de M.G. Mayer et Jensen, à la fin des années 1940, ont montré que quel que soit le potentiel choisi, la reproduction des nombres magiques passe nécessairement par la prise en compte d'une interaction *spin-orbite*, qui lève la dégénérescence de spin des états de même moment angulaire. La séquence des orbitales obtenue avec un potentiel d'oscillateur harmonique est donnée sur la figure 1.1. Chaque orbitale est caractérisée par son moment angulaire l, et son moment angulaire total $j = l \pm 1/2$, et possède une dégénérescence $2j+1$ qui correspond au nombre de sous-états magnétiques disponibles. L'état fondamental d'un noyau donné est alors obtenu en remplissant toutes les orbitales accessibles jusqu'au niveau de Fermi.

Comme on peut le voir sur la figure 1.1, les orbitales proches en énergie se regroupent pour former des couches, séparées par des sauts en énergie importants (*gaps*). Un noyau est dit magique lorsque toute les orbitales situées en-dessous d'un gap magique sont pleines tandis que les orbitales situées au-delà sont vides. On dit qu'un noyau magique ne possède pas de couche ouverte. Le niveau de Fermi de ces noyaux se trouve donc au milieu d'un gap magique.

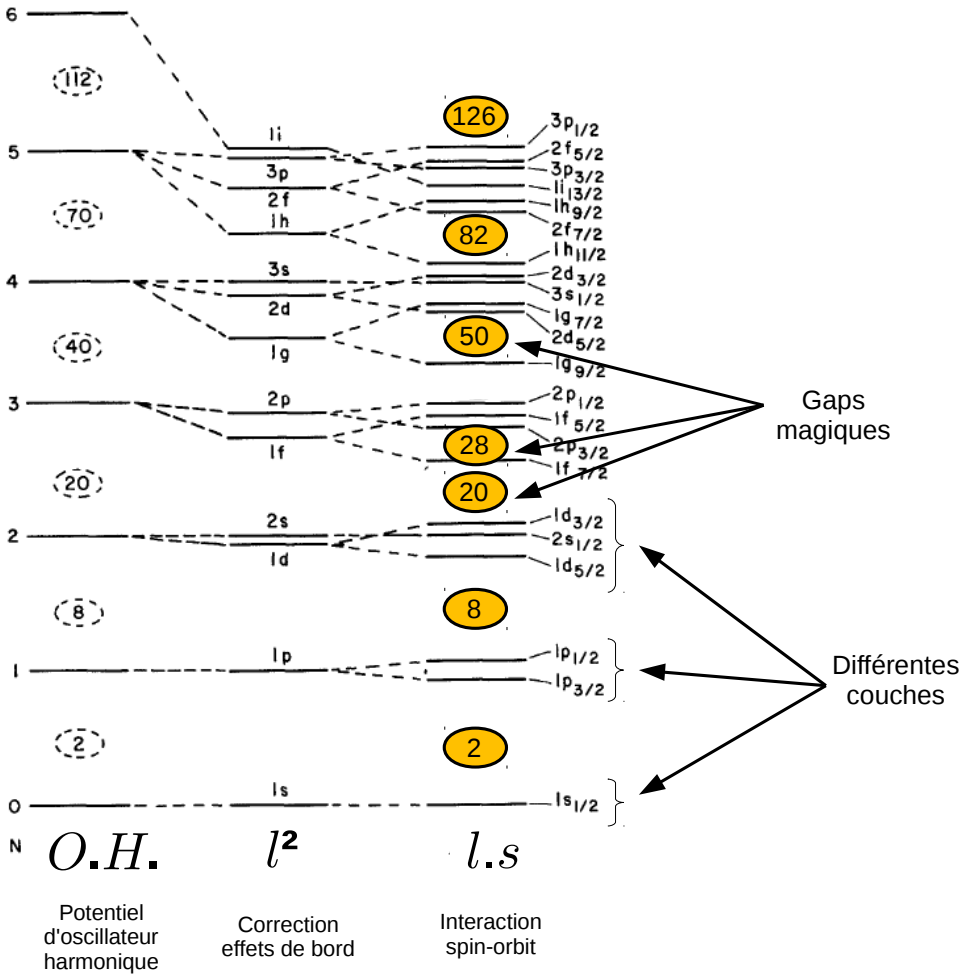

FIGURE 1.1 – Energie des états de particule individuelle obtenue avec un potentiel d'oscillateur harmonique corrigé des effets de bord (terme en l^2), auquel s'ajoute le terme d'interaction spin-orbite.

En plus d'expliquer les particularités des noyaux magiques, le modèle en couche utilisé à l'ordre 0 permet de décrire les propriétés de l'état fondamental et des premiers états excités des noyaux magiques auxquels s'ajoute un nucléon, qui peuvent être considérés, en première approximation, comme un cœur inerte doublement magique, au-dessus duquel évolue un nucléon de valence. Les propriétés des états accessibles au noyau (énergie d'excitation, moment angulaire, parité, durée de vie,...) sont alors directement liées aux propriétés de l'état de particule individuelle occupé par le

nucléon de valence.

1.1.1.2 Interaction résiduelle

S'il permet de décrire les propriétés des noyaux situés immédiatement à proximité d'un noyau magique, le modèle en couche à l'ordre 0 ne permet en revanche pas de décrire les noyaux qui possèdent plusieurs nucléons de valence. Le fait, par exemple, que tous les noyaux pair-pair connus aient un état fondamental $I^{\pi} = 0^{+}$, montre bien que l'énergie des états nucléaires ne dépend pas seulement de la répartition des nucléons dans les orbitales de valence, appelée configuration, mais également de l'orientation relative des moments angulaires portés par les nucléons de valence. Ces observations ont amené à introduire le concept d'interaction résiduelle entre ces nucléons de valence. Cette interaction résiduelle a pour effet a pour effet de lever la dégénérescence entre les états correspondant à une même configuration, selon le moment angulaire total auquel sont couplés les nucléons de valence. L'interaction résiduelle induit également un mélange entre les états de même spin-parité correspondant à des configurations différentes. Les calculs de modèle en couches consistent alors à diagonaliser l'Hamiltonien décrivant l'interaction résiduelle entre nucléons de valence, dans la base des fonctions propres de l'Hamiltonien de champ moyen, afin d'obtenir la séquence et l'énergie des états nucléaires accessibles.

L'interaction résiduelle dans les noyaux éloignés de la stabilité, dans lesquels les protons et les neutrons de valence occupent des couches différentes, est aujourd'hui au cœur de nombreuses études menées sur le plan théorique et expérimental, pour étendre les prédictions du modèle en couche en direction des drip-lines.

Parmi les effets de cette interaction résiduelle sur la structure des noyaux exotiques, il est maintenant bien établi que la partie monopolaire de l'interaction résiduelle proton-neutron entraine une modification de l'énergie relative des états de particule individuelle lorsque le rapport N/Z évolue. Cette évolution de l'énergie des états de particule individuelle est responsable de l'ouverture ou de la fermeture de certains gaps magiques dans les régions exotiques de la charte des noyaux.

La composante quadrupolaire de l'interaction résiduelle proton-neutron est, elle, responsable de l'émergence d'états collectifs, dans lesquels le noyau perd sa symétrie sphérique. Certaines configurations intruses, impliquant la promotion d'un nombre important de nucléons à travers un gap magique, vers une couche majeure située au-delà de l'espace de valence naturel, peuvent ainsi être favorisées énergétiquement par rapport aux configurations normales sphériques. Ces états intrus déformés peuvent même devenir l'état fondamental lorsque la sur-stabilité apportée par les corrélations quadrupolaire parvient à compenser la diminution d'énergie de liaison provoquée par la promotion de nucléons à travers le gap.

1.1.2 Application aux noyaux riches en neutrons de la couche fp

La région de masse des noyaux riches en neutrons de la couche fp, dont on peut voir la position dans la charte des noyaux sur la figure 1.2, se situe entre les fermetures de couche protons

$Z = 20$ et $Z = 28$, et au-delà de la fermeture de couche neutrons $N = 28$. Les noyaux de cette région de masse sont généralement décrits par un cœur de ^{48}Ca, au-dessus duquel les nucléons de valence évoluent alors dans un espace des configurations qui comprend les orbitales $\pi f_{7/2}$ et $\nu p_{3/2} f_{5/2} p_{1/2}$ (voir fig. 1.3).

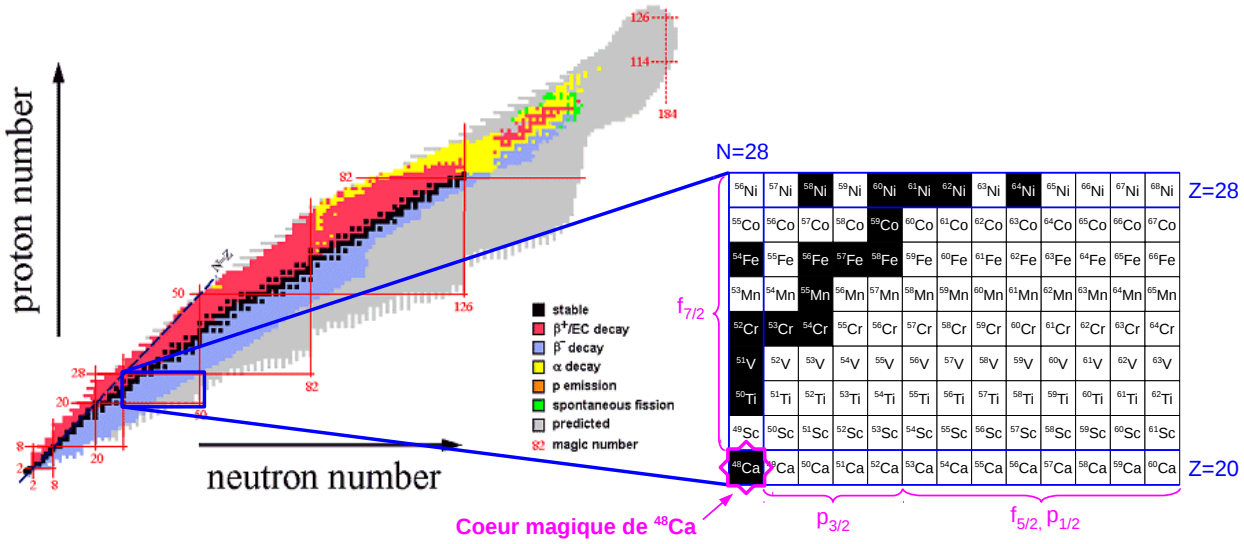

FIGURE 1.2 – La charte des noyaux, et les noyaux de la couche fp.

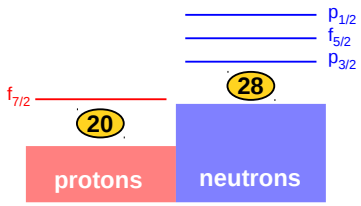

FIGURE 1.3 – Les orbitales de valence de la couche fp.

Cette région de masse a été largement étudiée au cours de la dernière décennie, tant expérimentalement que théoriquement. Les données recueillies ont permis de mettre en évidence une structure relativement complexe, évoluant rapidement avec l'augmentation du rapport N/Z, sous l'effet de l'interaction résiduelle. L'ouverture du gap $N = 32$ permet notamment d'observer la modification de l'énergie des états de particule individuelle sous l'effet de la composante monopolaire de l'interaction résiduelle proton-neutron. Les investigations menées dans cette région se focalisent aujourd'hui principalement sur le cas de la fermeture de couche intermédiaire $N = 40$. La persistance de cette fermeture de couche est en effet remise en cause par les données les plus récentes obtenues sur les isotones pair-pair $N = 40$ situés en milieu de couche, qui semblent perdre leur caractère semi-magique du fait de l'apparition de la collectivité.

1.1.2.1 La dérive monopolaire : le gap N = 32

Les études menées sur les noyaux exotiques de cette région de masse au début des années 2000 ont permis de mettre en évidence la présence d'une fermeture de couche intermédiaire $N = 32$, correspondant au remplissage de la sous-couche neutron $p_{3/2}$, pour les noyaux les plus légers de la région (calcium, titane, chrome). L'étude de la systématique de l'énergie du premier état excité des noyaux pair-pair de cette région montre en effet une augmentation de l'énergie de cet état pour $N = 32$ par rapport aux isotopes pair-pair voisins. Comme on peut le voir sur la figure 1.4, cet effet est particulièrement marqué dans la chaîne isotopique du calcium $(Z = 20)$. Dans une moindre mesure, les chaînes isotopique de titane $(Z = 22)$ et de chrome $(Z = 24)$ présente également cette singularité. Les chaînes isotopiques de fer $(Z = 26)$ et de nickel $(Z = 28)$, ne montrent en revanche aucun de signe de magicité pour $N = 32$ en ce qui concerne l'énergie du premier état excité.

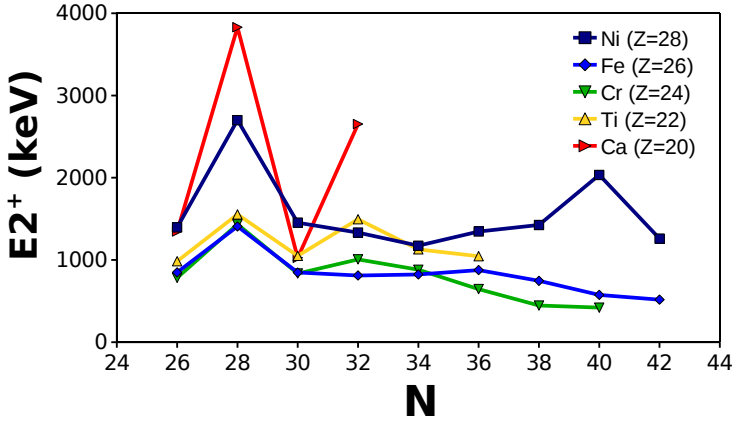

FIGURE 1.4 – Energie $E(2_1^+)$ des noyaux pair-pair de la couche fp.

L'étude des probabilités de transition réduites, qui donne une idée du degré de collectivité dans les noyaux, confirme le caractère semi-magique des isotopes $N = 32$ de chrome et de titane. Ces deux chaînes isotopiques présentent en effet une diminution de la valeur de $B(E2)_{2^+\rightarrow 0^+}$ pour $N = 32$ par rapport aux isotopes $N = 30$ et $N = 34$ (voir fig. 1.5), contrairement aux noyaux de fer et de nickel pour lesquels on observe pas de diminution de la valeur de $B(E2)$ pour $N = 32$.

Si on considère le cas des isotopes de calcium, l'interaction spin-orbite du modèle en couche, responsable de la levée de dégénérescence entre les orbitales $\nu f_{7/2}$ et $\nu f_{5/2}$, repousse l'orbitale $\nu f_{5/2}$ à une énergie d'environ 4 MeV au-dessus de l'orbitale $\nu p_{3/2}$, comme le montre les données obtenues grâce aux réactions de transfert $^{48}Ca(d,p)^{49}Ca$ [Kash 64]. La présence de ce gap $N = 32$ entre les orbitales $\nu p_{3/2}$ et $\nu f_{5/2}$ donne ainsi aux isotones N = 32 de calcium, titane et chrome leur caractère semi-magique.

La composante monopolaire de l'interaction proton-neutron, fortement attractive entre les orbitales $\pi f_{7/2}$ et $\nu f_{5/2}$ permet d'expliquer la fermeture de ce gap $N = 32$ pour les isotones $N = 32$ plus lourds. La force de l'interaction, proportionnelle au taux d'occupation de ces orbitales, tend

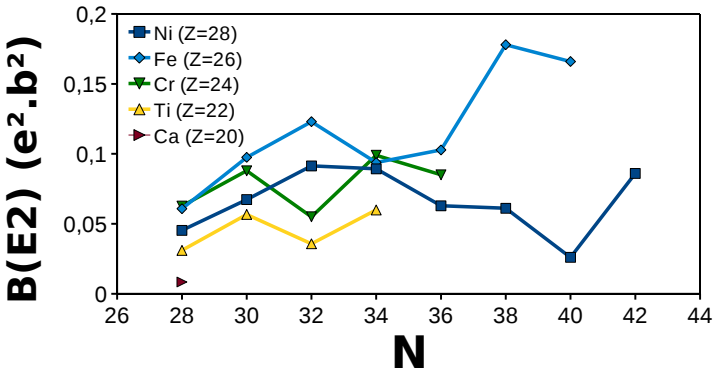

FIGURE 1.5 – Probabilité de transition réduite $B(E2)_{2^+\to 0^+}$ des noyaux pair-pair de la couche fp.

à réduire l'énergie de particule individuelle de l'orbitale neutron $\nu f_{5/2}$ au fur et à mesure du remplissage de l'orbitale $\pi f_{7/2}$. La fermeture de couche intermédiaire $N = 32$ disparait ainsi dans les chaînes isotopiques de fer et de nickel, du fait de l'affaiblissement du gap $\nu p_{3/2} - \nu f_{5/2}$, comme l'illustre le schéma proposé sur la figure 1.6. Cet effet, appelé dérive monopolaire, est l'un des principaux facteurs responsables de l'évolution de la magicité dans les noyaux éloignés de la stabilité.

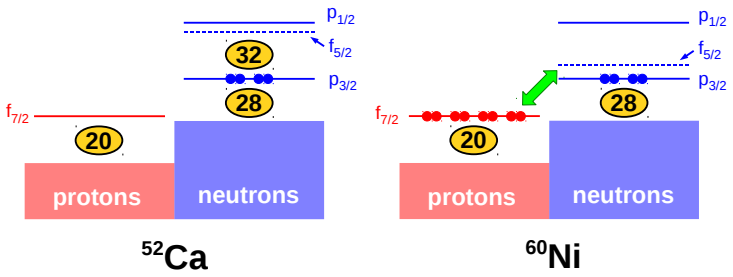

FIGURE 1.6 – Disparition du gap $N = 32$ sous l'effet de l'interaction résiduelle proton-neutron.

1.1.2.2 Les isotones N = 40 : effets de couches sphériques vs collectivité

Les noyaux situés à proximité de la fermeture de couche intermédiaire $N = 40$ font actuellement l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques. Cette fermeture de couche correspond au remplissage des orbitales neutrons de la couche fp, séparées de l'orbitale $\nu g_{9/2}$ par le gap $N = 40$. De fait, on s'attend pour les isotones pair-pair N = 40, à un caractère magique ou semi-magique, se traduisant par une énergie du premier état excité relativement élevée par rapport aux isotopes pair-pair $N = 38$ et $N = 42$, ainsi que par une valeur relativement faible de la probabilité de transition réduite $B(E2)_{2^+\to 0^+}$. Les données expérimentales récentes montrent cependant

que le comportement des isotones $N = 40$ diffère radicalement du comportement attendu pour des noyaux magiques ou semi-magiques.

- Cas du ^{68}Ni

Lorsqu'on étudie la systématique de l'énergie du premier état excité $I^{\pi} = 2^{+}$ dans la chaîne isotopique de nickel (voir figure 1.7), on constate une nette élévation de l'énergie de cet état pour le $^{68}_{28}Ni_{40}$, par rapport aux isotopes pair-pair voisins de ^{66}Ni et ^{70}Ni, ce qui tend à confirmer le caractère magique attendu pour ce noyau. La systématique des probabilités de transition réduites $B(E2)$ montre de plus une diminution de la valeur de $B(E2)_{2^{+}\rightarrow 0^{+}}$ pour le ^{68}Ni par rapport aux isotopes pair-pair de nickel voisins, ce qui donne une nouvelle indication de la magicité de ce noyau.

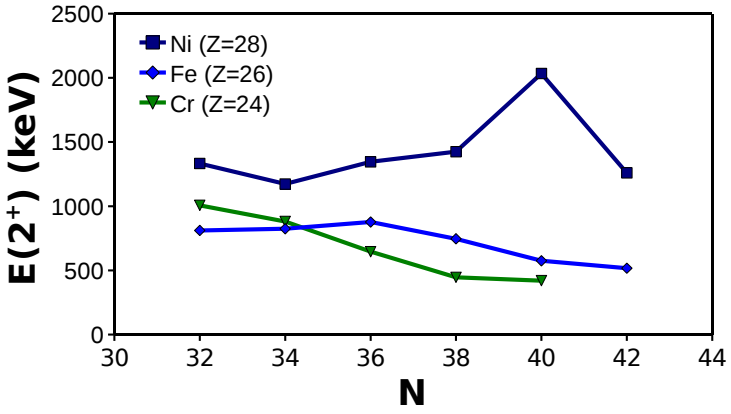

FIGURE 1.7 – Énergie $E_{2_1^+}$ des noyaux de Ni, Fe, et Cr autour de N = 40.

L'énergie de séparation d'un neutron S_n constitue un autre indicateur de la présence d ?une fermeture de couche. La valeur de S_n présente ainsi une diminution brutale au passage d'une fermeture de couche. On peut notamment observer cette diminution de la valeur de S_n dans la chaîne isotopique de nickel, au passage de la fermeture de couche $N = 28$ (figure 1.8). La systématique de la valeur de S_n ne montre en revanche pas de singularité au passage de $N = 40$, ce qui tend à infirmer le caractère magique du ^{68}Ni.

Le ^{68}Ni présente donc toutes les caractéristiques d'un noyau magique en ce qui concerne l'énergie du premier état excité, ainsi que la valeur de $B(E2)$, mais aucun signe de magicité dans la systématique de l'énergie de séparation d'un neutron.

- Cas des noyaux en milieu de couche

Dans le cas des isotopes de fer et de chrome, la systématique de l'énergie du premier état excité $E(2^{+})$ des isotopes pair-pair ne montre aucun signe du caractère semi-magique des isotopes N = 40 (voir figure 1.4). On constate au contraire que l'énergie du premier état excité $E(2^{+})$ décroit au régulièrement lorsque le nombre de neutrons augmente [Luna 07, Adri 08, Gade 10]. Si l'on

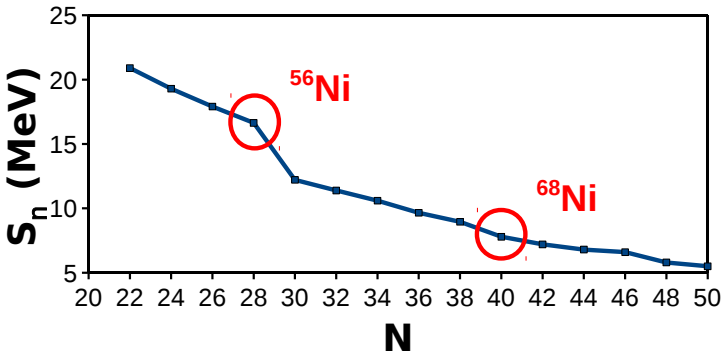

FIGURE 1.8 – Energie de séparation d'un neutrons S_n pour la chaîne isotopique de Ni.

considère les isotones N = 40, on voit que l'énergie $E(2^+)$ chute brutalement, d'une valeur de l'ordre de 2 MeV pour le ^{68}Ni, à environ 500 keV pour les noyaux de ^{66}Fe et ^{64}Cr. Une mesure récente de la durée de vie des états 2^+ des noyaux de ^{64}Fe et ^{66}Fe [Roth 11] montre que la valeur de $B(E2)$ dans les noyaux de fer augmente soudainement à partir de N = 38, comme on peut le voir sur la figure 1.5, ce qui indique une apparition rapide de la collectivité dans les noyaux de fer à partir de N = 38.

Cette apparition rapide de la collectivité à proximité de N = 40 a récemment été interprétée dans le cadre des calculs de modèle en couches proposés par Lenzi et al. [Lenz 10]. Ces calculs se basent sur un cœur magique de ^{48}Ca, et considèrent un espace de valence très vaste, composé des orbitales $\pi f_{7/2}p_{3/2}p_{1/2}f_{5/2}$, et des orbitales $\nu p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}g_{9/2}$ et $d_{5/2}$. L'inclusion de l'orbitale $\nu d_{5/2}$ dans l'espace de valence permet comme l'ont montré les calculs présentés dans [Ljun 10], d'expliquer la très faible valeur de l'énergie $E(2^+)$ mesurée dans les isotopes de fer à partir de N = 38. Le développement de corrélations quadripolaires entre les neutrons promus vers les orbitales $g_{9/2}$ et $d_{5/2}$, issues de la couche majeure N = 4 de l'oscillateur harmonique, tendent à favoriser énergétiquement les configurations intruses de type $2p2h$, $4p4h$, $6p6h$ par rapport aux configuration normales (voir figure 1.9).

D'après les calculs proposés par [Lenz 10], la fonction d'onde de l'état fondamental du ^{68}Ni est composée pour moitié de paires de neutrons promues à travers le gap $N = 40$, vers les orbitales $g_{9/2}$ et $d_{5/2}$. Ces résultats permettent d'expliquer pourquoi le ^{68}Ni présente un caractère magique en ce qui concerne l'énergie du premier état excité, ainsi que la valeur faible de $B(E2)$, mais pas de signe de magicité pour ce qui est de l'énergie de séparation d'un neutron. Les calculs réalisés dans le cas des isotopes de ^{66}Fe, ^{64}Ni, et ^{62}Ti montrent que la composante dominante de la fonction d'onde de ces noyaux dans l'état fondamental est de type $4p4h$. La composante quadripolaire de l'interaction résiduelle proton-neutron entre les neutrons promus vers les orbitales $g_{9/2}$ et $d_{5/2}$, et les protons occupant la couche ouverte $f_{7/2}$ favorisent alors l'émergence d'un état fondamental déformé. Le maximum de déformation est prédit pour le noyau de ^{64}Cr, qui comporte 4 protons

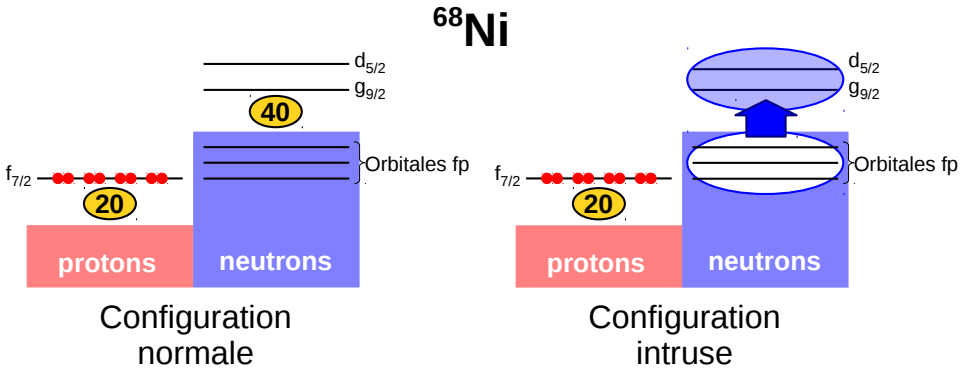

FIGURE 1.9 – Configuration normale et configurations intruses dans le ^{68}Ni. Les configurations intruses correspondent à la promotion de paires de neutrons couplés à 0^+ à travers le gap semi-magique $N = 40$.

de valence dans la couche ouverte $f_{7/2}$, ce qui tend à renforcer les corrélations quadripolaires proton-neutron responsables de la déformation du noyau. Ces résultats théoriques et expérimentaux semble donc indiquer la présence dans cette région de la charte des noyaux, d'un *îlot d'inversion* similaire à celui qui a fait l'objet de nombreuses études dans les années 1980, localisé autour du ^{32}Mg. Ces résultats récents soulignent ainsi l'intérêt d'une étude approfondie des noyaux de cette région de masse pour déterminer l'étendue de cet îlot d'inversion, dans lequel l'état fondamental des noyaux est dominé par des configurations intruses.

1.2 Production et étude des noyaux exotiques riches en neutrons de la couche fp

L'apparition de la collectivité en direction de $N = 40$ a depuis longtemps été suggérée par les données recueillies sur les noyaux de la couche fp. L'émergence d'état intrus, correspondant à la promotion de neutrons vers l'orbitale $\nu g_{9/2}$, à une énergie d'excitation d'autant plus faible que le nombre de neutrons augmente, a pu être mise en évidence grâce à l'étude des spectres en énergie d'excitation des noyaux de cette région.

Les premières données de structure disponibles sur les noyaux de la couche fp ont été obtenues dés 1965 grâce aux réactions directes (d,p), (t,p) induites sur des cibles stables. De nombreuses expériences ont ainsi permis d'étudier la structure des noyaux stables, ainsi des noyaux exotiques les plus proches de la stabilité. A partir des années 2000, l'étude de la décroissance β d'isotopes produits par fragmentation a permis d'étudier la structure de nombreux noyaux de la région. Ces données obtenues en radioactivité ont notamment permis de mettre en évidence l'apparition du gap $N = 32$. L'observation de structures collectives nécessite cependant la population d'états yrast à haute énergie d'excitation, qui ne peuvent être atteints par le processus de décroissance β. D'autres moyens de production doivent donc être utilisés pour obtenir des données de structure plus com-

plètes sur les isotopes riches en neutrons de la couche fp.

La figure 1.10 montre l'état actuel des connaissances dans la région de masse des noyaux de la couche fp. La frontière au-delà de laquelle aucun état excité non-isomérique n'a pu être identifié dans les noyaux de la région est représentée en rouge. On peut voir que les isotopes les plus exotiques pour lesquels on dispose de données de structure ont été étudiés grâce à l'utilisation de faisceaux exotiques produits par fragmentation. Très peu d'états excités ont cependant été observés dans ces noyaux, du fait de l'intensité relativement limitée des faisceaux exotiques disponibles à l'heure actuelle. La production des noyaux de cette région de masse à grande énergie d'excitation est donc un challenge important pour les expérimentateurs.

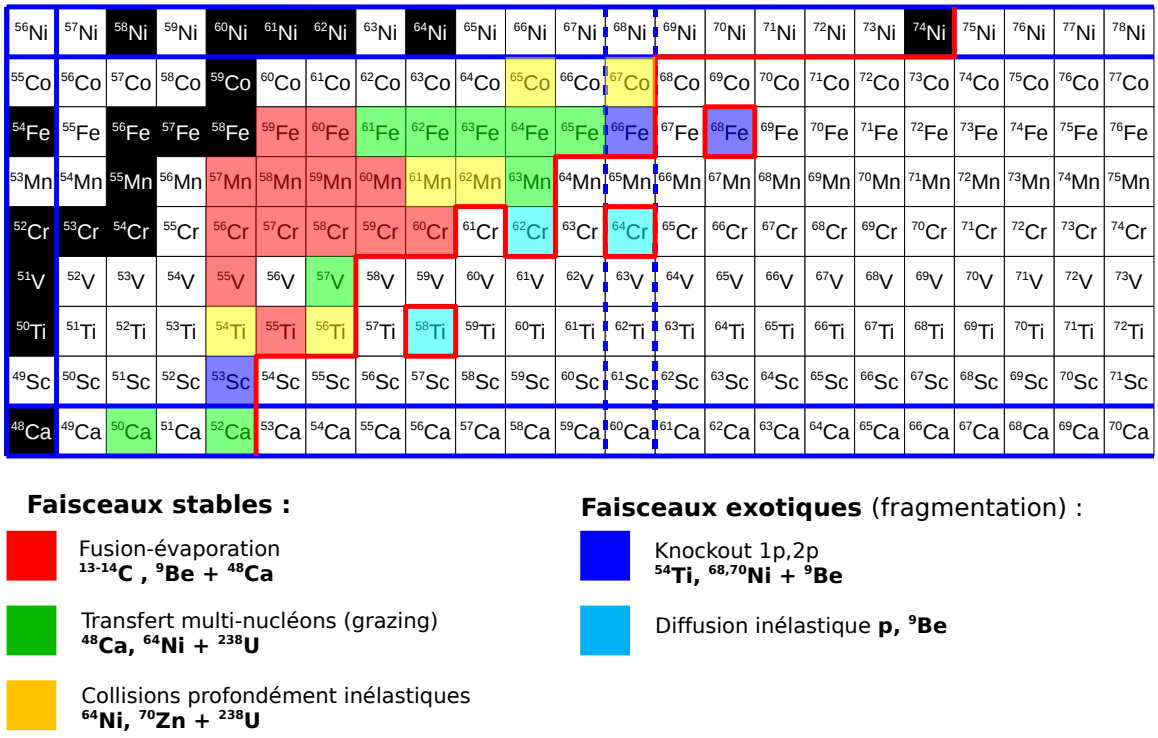

FIGURE 1.10 – Production des noyaux exotiques riches en neutrons de la couche fp.

Un grand nombre d'expériences réalisées depuis une dizaine d'années ont montré la possibilité de peupler efficacement les noyaux exotiques de la région à grande énergie d'excitation grâce aux collisions entre ions lourds avec des couples faisceau-cible stables. Le spectre en énergie d'excitation de ces noyaux produits à haut spin peut ensuite être étudié par spectroscopie γ. Les réactions de fusion-évaporation, de transfert multi-nucléons au grazing, et les collisions profondément inélastiques ont été, comme on peut le voir sur la figure 1.10 largement utilisées pour produire ces noyaux. Ces réactions permettent en effet un transfert important de moment angulaire et d'énergie d'excitation aux produits de la réaction.

L'accélérateur tandem d'Orsay, qui fourni des faisceaux stables de basse énergie, permet d'exploiter ces mécanismes de réaction entre ions lourds pour la production à haut spin de noyaux exotiques de la couche fp. Une première expérience, réalisée en 2005, a ainsi permis de produire les noyaux de ^{57}Cr et ^{59}Mn grâce au mécanisme de fusion-évaporation. Une étude par spectroscopie γ de ces noyaux a été réalisée grâce à un dispositif composé de 8 détecteurs germanium.

Les limites en termes d'exoticité ont depuis été atteintes en ce qui concerne les réactions de fusion-évaporation entre espèces stables, avec les études réalisées sur les noyaux de ^{60}Fe et ^{60}Cr. Les expériences visant à étudier les noyaux de la couche fp se basent aujourd'hui principalement sur l'exploitation des collisions inélastiques entre ions lourds. Les réactions de transfert multi-nucléons à l'angle de grazing ont ainsi montré leur intérêt au travers des nombreuses expériences réalisées notamment au LNL de Legnaro, et qui ont notamment permis d'étudier les noyaux de fer jusqu'à N = 39. Ces réactions ne permettent cependant qu'un transfert limité d'énergie d'excitation aux produits de la réaction. L'intérêt pour les mécanismes profondément inélastiques, qui sont plus favorables à la population d'états yrast à grande énergie d'excitation, est donc aujourd'hui croissant dans la communauté.

Une expérience exploratoire a ainsi été réalisée au cours de l'année 2009, afin d'étudier la possibilité de produire des noyaux de la couche fp auprès du tandem d'Orsay, par collisions profondément inélastiques entre ions lourds. Le multidétecteur germanium ORGAM a été mis en place à l'occasion de la préparation de cette expérience, afin d'identifier, puis d'étudier les noyaux produits par spectroscopie γ.

Chapitre 2

Le multidétecteur ORGAM

La détection des photons γ est une problématique centrale dans l'étude de la structure nucléaire. Les noyaux produits au cours des expériences sont souvent peuplés dans un état excité, et se désexcitent ensuite au travers des différents états accessibles. La désexcitation d'un état vers un autre s'accompagne en général de l'émission d'un photon γ dont l'énergie est égale à la différence d'énergie d'excitation entre l'état initial et l'état final. L'étude des relations de coïncidence entre les transitions γ permet de déterminer la séquence et l'énergie des états accessibles au noyau. L'étude des corrélations angulaires et temporelles entre les photons émis en cascades permet, en outre, de déterminer les caractéristiques des états par lesquels s'effectue la désexcitation (spin, parité, probabilité de transition,...). La spectroscopie γ est donc une source importante d'informations permettant d'interpréter la structure des états accessibles au noyau et aux nucléons qui le composent.

La détection des photons γ repose sur l'interaction de ces photons dans la matière, au-travers de différents processus décrits en détail à l'annexe A. L'interaction d'un photon γ dans un milieu de détection approprié conduit à l'excitation de ce milieu de détection, qui est ensuite convertie par le détecteur en signal électrique mesurable. Il existe différents types de détecteurs de photons γ, dont les caractéristiques dépendent principalement de la nature du milieu de détection ainsi que du processus utilisé pour convertir l'excitation du milieu en signal électrique.

Les détecteurs au germanium, qui utilisent les propriétés semi-conductrices du germanium cristallin afin de convertir l'énergie des photons γ en signal électrique mesurable (voir annexe B), ont des performances inégalées en termes de résolution en énergie. La technologie développée autour du germanium permet, en outre, la fabrication de diodes de germanium ultra-pur de gros volume, qui permettent d'obtenir une efficacité de détection importante, ainsi qu'un rapport Pic/Compton élevé. Ces détecteurs permettent donc une mesure très précise de l'énergie des transitions entre les états nucléaires, et garantissent une bonne visibilité des raies γ dans les spectres en énergie. L'association d'un grand nombre de diodes germanium au sein d'un multi-détecteur permet d'obtenir la granularité nécessaire à l'identification et à l'étude des cascades de photons γ désexcitant les noyaux produits à grande énergie d'excitation.

L'un des objectifs majeurs de ce travail de thèse, était la mise en place auprès du pôle Tandem-ALTO de l'IPN d'Orsay, du multi-détecteur au germanium baptisé ORGAM, destiné à la spectroscopie γ à haute résolution. Cet ensemble de détection qui a été implanté à Orsay au cours de l'an-

née 2008-2009, est composé de 20 détecteurs germanium tronconiques type EUROGAM Phase 1 issus des collaborations EUROGAM et EUROBALL, dont les caractéristiques sont décrites à l'annexe C. Le détecteur ORGAM réemploie la géométrie du détecteur EUROGAM Phase 1, dans laquelle chaque détecteur est muni d'une enceinte destiné à la réjection Compton, composée de détecteurs BGO à scintillation (voir annexe D).

La mise en place d'ORGAM a nécessité une année de préparation en étroite collaboration avec les différents services de l'IPN. L'installation du multi-détecteur ORGAM à l'IPN s'est accompagnée de la mise en place d'un "laboratoire germanium", concentrant les outils et compétences nécessaires à l'entretien et à la maintenance des 20 détecteurs d'ORGAM, issus du GAMMAPOOL, ainsi que des 25 détecteurs tronconiques du LOANPOOL Franco-britannique, dont l'entretien a été confié à l'IPN d'Orsay.

Les 45 détecteurs tronconiques ont été livrés à l'IPN en juin 2008, accompagnés de 30 enceintes de réjection-Compton. La phase de préparation a débuté par un test systématique des détecteurs germanium et des enceintes anti-Compton. Les détecteurs germanium ont ensuite été retraités au laboratoire germanium. Après cette phase de préparation, le dispositif ORGAM, composé de 20 détecteurs munis d'enceintes de réjection, a été implanté auprès de l'accélérateur tandem. Un système d'alimentation automatique en azote liquide, destiné au maintien en froid des détecteurs au cours des expériences, a été mis en place afin de garantir le fonctionnement de l'ensemble de détection. Le soutien important de l'ensemble du personnel technique du pôle Tandem-ALTO, de la division instrumentation de l'IPN, ainsi que des physiciens et techniciens du groupe de structure nucléaire de l'IPN, a permis l'installation de cet ensemble de détection à l'IPN.

2.1 Caractérisation et retraitement des détecteurs tronconiques type EUROGAM Phase 1

Les détecteurs germanium sont des outils de haute précision, dont les performances se dégradent inévitablement suite à leur exposition à de fortes doses de neutrons, ainsi que sous l'effet des cycles thermiques qu'ils subissent au cours de leur vie. L'exposition des détecteurs aux neutrons émis lors des expériences sous faisceau accroissent la concentration du réseau cristallin en dislocations. Les cycles thermiques (réchauffement et refroidissement successifs) induisent l'adsorption d'impuretés, qui dégradent l'état de surface des cristaux de germanium. Les propriétés électriques des diodes germanium sont alors modifiées, ce qui provoque une dégradation de la résolution. Cette dégradation des performances est heureusement réversible dans la plupart des cas. Des tests permettent de détecter les anomalies sur les signaux physiques (forme des impulsions) et sur les spectres en énergie (résolution, forme des pics), et ainsi de déterminer le traitement à appliquer. Nous allons voir quelles sont les principales causes de dégradation des performances, et quelles sont les observables correspondantes. Nous décrirons le traitement à appliquer en fonction des anomalies observées.

2.1.1 Dégradation des performances

2.1.1.1 Dégradation de l'état de surface du cristal

La dégradation des états de surface est généralement liée à l'adsorption, à la surface du cristal de germanium, des éléments présents dans le gaz résiduel du cryostat. Ces défauts de surface induisent une augmentation de l'intensité du courant inverse de la jonction, et donc du bruit associé, ce qui se traduit par une diminution du rapport *signal/bruit*, et donc par une dégradation de la résolution (voir équation B.14 et B.17).

Pour limiter l'adsorption par le cristal, l'intérieur du cryostat contient un minéral appelé zéolithe, dont les facultés d'adsorption de ces gaz sont supérieures à celles du germanium. Lors du refroidissement, les gaz résiduels présent dans le cryostat, sont donc préférentiellement adsorbés par la zéolithe. On évite ainsi une contamination de la surface du cristal. L'adsorption des gaz par la zéolithe lors du refroidissement induit également une baisse de la pression dans le cryostat, ce qui a pour effet d'améliorer l'isolation thermique. Il est nécessaire de régénérer périodiquement les facultés d'adsorption de la zéolithe, en effectuant un dégazage. On chauffe alors le cryostat jusqu'à une température de l'ordre de 80°C pendant plusieurs jours, tout en pompant le gaz résiduel. L'augmentation de la température provoque une désorption des impuretés par la zéolithe, ainsi que par la surface du cristal, et le pompage permet d'extraire ces impuretés.

Une autre cause possible de la dégradation de la surface du cristal est le réchauffement d'un détecteur polarisé. Le réchauffement entraîne alors l'apparition d'un courant inverse important en surface de la jonction qui peut induire une destruction de la surface, nécessitant un nettoyage plus ou moins poussé. Si un simple retraitement ne suffit pas, il est alors nécessaire de réaliser un nettoyage chimique, voir un *reprocessing* du cristal. Dans ce cas, le cristal est retaillé, et les contacts réimplantés. Ce type de traitement très lourd doit être réalisé par le fabricant, et les dégradations de ce type doivent absolument être évitées.

2.1.1.2 Dégradation de la structure cristalline du germanium

Lors des expériences sous faisceau, les détecteurs sont exposés à de fortes doses de neutrons induisant des réactions $(n,n'\gamma)$ sur les atomes de germanium, qui reculent avec une énergie allant jusqu'à 100 keV. Ces réactions créent donc des dislocations dans la structure cristalline du germanium, qui ont pour effet de favoriser la recombinaison des porteurs libres, réduisant ainsi leur durée de vie. Lorsque la durée de vie des porteurs d'un des deux types est du même ordre de grandeur que le temps de migration vers les électrodes, un nombre non-négligeable de ces porteurs de charge se recombinent avant d'atteindre l'électrode de collecte. La charge totale induite aux bornes de la jonction est alors plus faible (équation B.5 et B.7). Le nombre de porteurs perdus augmentant avec le temps de collecte, et donc avec la distance à l'électrode, l'amplitude des impulsions dépend alors de la position de l'interaction dans le détecteur. La distribution en énergie n'est ainsi plus gaussienne. Elle présente une forme asymétrique caractérisée par une trainée à basse énergie, comme

le montre la figure 2.1. La concentration en dislocations peut être réduite en effectuant un recuit du cristal à une température supérieure à 100˚C. Le principe du recuit est le même que celui du dégazage mais la température plus élevée atteinte par le cristal permet un réagencement partiel des atomes de germanium dans le cristal, ce qui réduit la concentration en défauts cristallins.

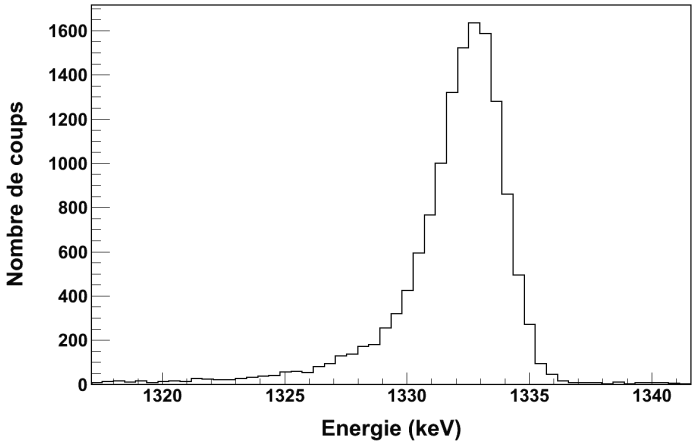

FIGURE 2.1 – Distribution en énergie asymétrique due à une mauvaise collecte des charges.

2.1.1.3 Pannes électroniques

La principale cause de panne électronique est liée à la destruction du FET, qui peut être due à une polarisation trop brutale du détecteur, ou à un flash lié à un vide insuffisant. On observe alors une tension continue en sortie du préamplificateur. Cette tension ne varie pas lors de la polarisation du détecteur. Il est alors nécessaire d'ouvrir le cryostat afin de changer le FET.

2.1.1.4 Dégradation du vide

Une apparition de givre ou de condensation sur le capot du détecteur signale une dégradation du vide dans le cryostat. On effectue alors un dégazage afin de rétablir un vide satisfaisant dans le cryostat (voir fig. 2.2). Si le problème persiste, il peut être nécessaire de rechercher l'origine de la fuite souvent liée à une dégradation de l'étanchéité d'un ou de plusieurs passage sous vide. Cette dégradation du vide se traduit également par une augmentation de la consommation d'azote liquide et une diminution de l'autonomie.

2.1.2 Retraitement des détecteurs germanium type EUROGAM Phase 1

2.1.2.1 Principe du retraitement

Le retraitement d'un détecteur s'effectue en général sur une durée d'une semaine, pendant laquelle le détecteur est placé sur un banc de pompage permettant d'aspirer le gaz résiduel présent

dans le cryostat. Parallèlement au pompage, une résistance chauffante placée au contact du cryostat permet de contrôler la température du cristal de germanium. Le déroulement du retraitement d'un détecteur est schématisé sur la figure 2.4 qui montre l'évolution de la pression et de la température dans le cryostat au cours du retraitement. Le cryostat du détecteur est ouvert lorsque la pression de la pompe atteint 10^{-7} mbar. La consigne de température est alors fixée à 45˚C pendant deux jours. A partir du troisième jour, on augmente la consigne de température jusqu'à 80˚C, tout en continuant de pomper le cryostat. La température augmente ainsi progressivement jusqu'à atteindre la consigne. Après 5 jours de dégazage à 80˚, on peut arrêter le chauffage, et refermer le cryostat. Dans le cas d'un recuit, la consigne de température est fixée à 100˚C à partir du troisième jour.

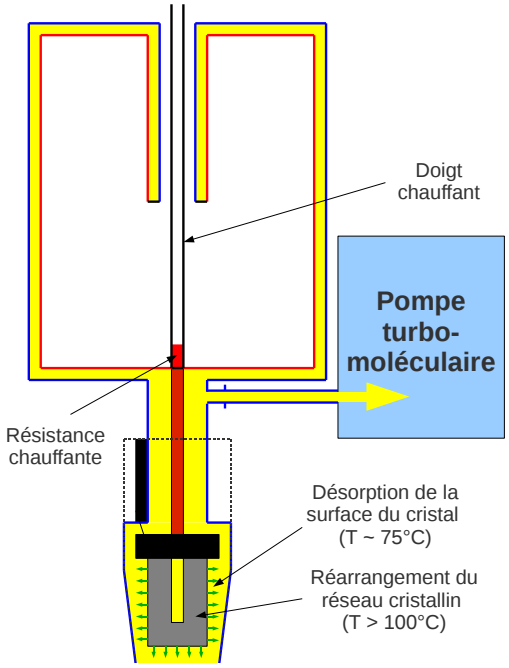

FIGURE 2.2 – Schéma de principe du retraitement d'un détecteur tronconique type EUROGAM Phase 1. La température du cristal augmente sous l'effet du doigt chauffant ou d'une résistance dédiée à l'intérieur du cryostat. A 80˚C, la surface du cristal désorbe les impuretés (dégazage). A partir de 100˚C, le réseau cristallin subit un réarrangement (recuit). Une pompe turbo-moléculaire permet d'extraire les gaz résiduels.

Le chauffage des cryostats ORTEC, et de certains détecteurs EURISYS s'effectue à l'aide d'une résistance dédiée, placée à l'intérieur du cryostat. Pour la plupart des détecteurs de type EURISYS, on chauffe le cryostat à l'aide d'un doigt chauffant introduit dans le Dewar du détecteur. Dans les deux cas, la résistance chauffante est reliée à un régulateur qui permet de contrôler l'intensité du courant, et donc la température.

FIGURE 2.3 – Le banc de pompage du Labo Germanium. La pompe se situe sur la gauche de l'image. A droite, on voit le régulateur de température.

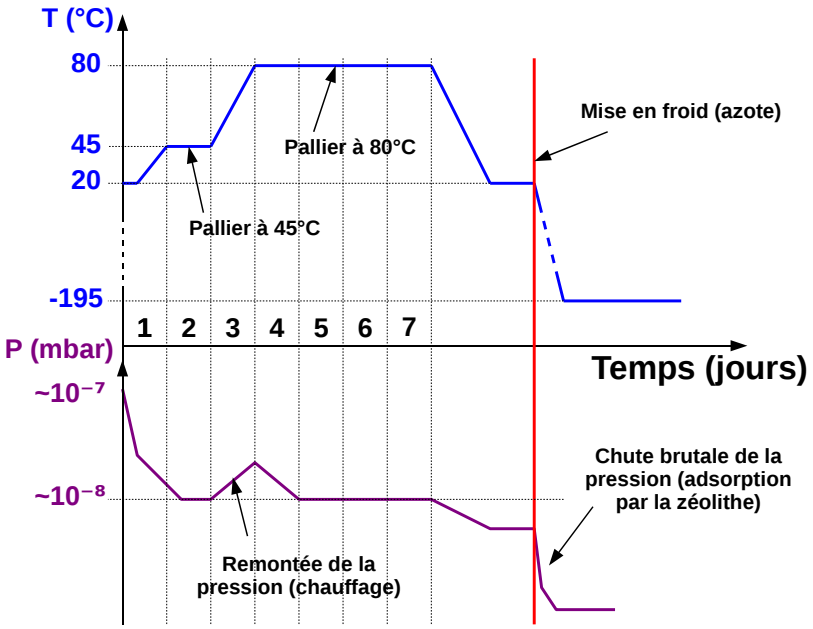

FIGURE 2.4 – Evolution de la température et de la pression dans le cryostat au cours du retraitement.

2.1.2.2 Résultat des tests et effet du retraitement

Les 45 détecteurs tronconiques arrivés à l'IPN en juin 2008 ont été systématiquement testés puis retraités. Leur résolution a été systématiquement mesurée. La résolution d'un détecteur germanium est conventionnellement donnée par la largeur à mi-hauteur du pic associé à la transition à 1332,5 keV d'une source de ^{60}Co. Les résultats des mesures de résolution, avant et après retraitement, sont donnés dans les tableaux 2.1 et 2.2, ainsi que sur la figure 2.6. La campagne de test a également permis de vérifier le bon fonctionnement des connecteurs, ainsi que des différents signaux de contrôle tels que les mesures de Pt100, qui permettent de mesurer la température à l'intérieur du cryostat (voir annexe C.1), et les BSD, qui permettent de couper l'alimentation haute-

tension en cas de réchauffement (voir annexe C.2).

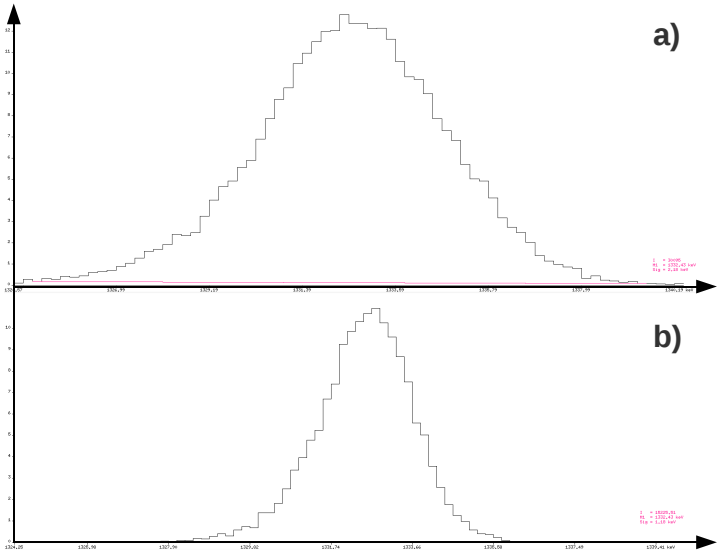

FIGURE 2.5 – Effet du retraitement effectué sur le détecteur GFOC21, pour la raie à 1332,5 keV émise par une source de ^{60}Co. Le spectre a) correspond au test effectué avant retraitement, alors que le spectre b) a été enregistré après retraitement. La résolution mesurée passe de 5 keV à 2,5 keV.

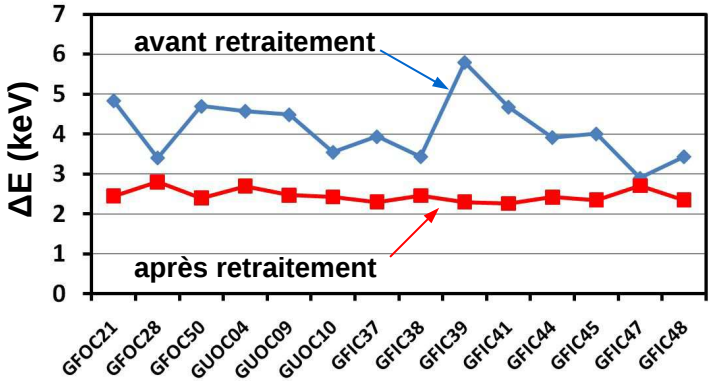

FIGURE 2.6 – Effet du retraitement effectué sur la résolution à 1332 keV des détecteurs germanium tronconiques EUROGAM Phase 1.

TABLE 2.1 – Résolution mesurée avant (ΔE_i) et après le retraitement (ΔE_f) pour les détecteurs type EUROGAM Phase 1 du LOANPOOL.

Nom du detecteur	ΔE_i (keV)	ΔE_f (keV)
GUOC04	4,58	2,70
GUOC07	5,98	-
GUOC09	4,49	2,47
GUOC10	3,55	2,43
GUOC11	2,55	-
GFOC23	HS	-
GFOC24	HS	-
GFOC27	2,53	-
GFIC37	3,94	2,30
GFIC38	3,44	2,46
GFIC39	5,80	2,30
GFIC40	5,02	-
GFIC42		
GFIC41	4,68	2,26
GFIC44	3,92	2,42
GFIC45	4,01	2,35
GFIC47	2,90	2,71
GFIC48	3,44	2,35

TABLE 2.2 – Résolution mesurée avant (ΔE_i) et après le retraitement (ΔE_f) pour les détecteurs type EUROGAM Phase 1 du GAMMAPOOL.

Nom du detecteur	ΔE_i (keV)	ΔE_f (keV)
GUOC01	2,53	-
GUIC03	2,81	-
GUOC06	3,37	-
GUOC08	2,68	-
GUOC12	2,83	-
GUOC13	2,45	-
GUOC14	2,92	-
GUOC16	HS	-
GFOC18	3,00	-
GFOC21	4,84	2,45
GFOC28	3,41	2,80
GFOC31	4,61	-
GUOC30	6,33	-
GUOC32	3,12	-
GFOC33	2,99	-
GUIC34	4,09	-
GUIC35	2,60	-
GUIC36	3,06	-
GFOC50	4,70	2,40

2.2 La réjection Compton : les détecteurs BGO à scintillation

2.2.1 Le rapport Pic/Compton (P/C)

Le rapport *pic/compton* est un facteur déterminant dans une expérience de spectroscopie γ. Il mesure le rapport entre la hauteur du pic photo-électrique associé à une transition nucléaire, et la hauteur du fond Compton associé à ce pic. Lors d'une expérience sous faisceau, le nombre de raies γ apparaissant dans le spectre en énergie peut être très important. Les fonds Compton associés à chacune des raies γ se superposent et induisent un fond important sous les photo-pics. La valeur de ce rapport P/C dépend de la probabilité qu'un photon interagissant dans le détecteur y dépose la totalité de son énergie. Il est directement lié à la probabilité d'échappement des photons diffusés par effet Compton, et donc à la géométrie du cristal (volume, forme). Pour une géométrie donnée, sa valeur dépend seulement de la résolution en énergie puisque la hauteur du photo-pic est inversement proportionnelle à sa largeur à mi-hauteur (distribution gaussienne).

Pour caractériser le rapport P/C d'un détecteur germanium, on utilise par convention une source ^{60}Co. On mesure le rapport entre la hauteur N_{pic} du photo-pic associé à la raie à 1332,5 keV, et la hauteur moyenne N_{fond} du fond Compton entre 1040 keV et 1096 keV [Gilm 95]. Le choix de cette gamme d'énergie pour mesurer la hauteur du fond est dicté par le fait que, hormis la contribution négligeable des événements Compton multiples de la raie à 1173 keV, la seule contribution au fond Compton à ces énergies est celle de la raie à 1332 keV (cf. équation A.4).

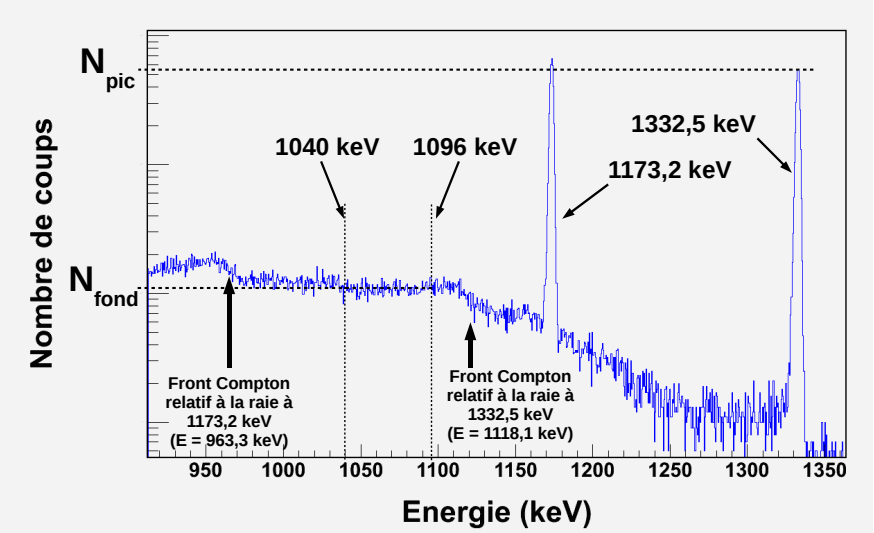

FIGURE 2.7 – Spectre de décroissance du ^{60}Co. A chaque raie γ est associé un fond Compton. En négligeant la diffusion Compton multiple des photons émis à 1173 keV, seule la transition à 1332,5 keV contribue au fond entre 1040 keV et 1096 keV. Les valeur de N_{pic} et N_{fond} utilisées pour le calcul du rapport P/C sont indiquées en ordonnée.

Le rapport P/C des détecteurs tronconiques à été systématiquement mesuré lors des tests. Pour

un détecteur ayant une résolution typique de 2,4 keV, la valeur P/C est proche de 50. On observe cependant des variations importantes d'un détecteur à l'autre, du fait de la variation de la position du cristal à l'intérieur du capot. Certains cristaux ont de plus été retaillés lors de retraitements par le fabricant, ce qui a eu pour effet de modifier leur géométrie.

2.2.2 Les enceintes anti-Compton

La valeur du rapport P/C peut être augmentée en utilisant un dispositif de réjection Compton, qui permet de détecter les photons diffusé par effet Compton à l'extérieur du cristal. On peut ainsi rejeter les événements germanium correspondants, pour lesquels l'énergie déposée dans le cristal ne correspond qu'à une fraction de l'énergie incidente. La géométrie du détecteur ORGAM inclut un dispositif de réjection Compton. Chaque détecteur germanium est entouré d'une "enceinte anti-Compton", qui permet de détecter les photons secondaires qui s'échappent du cristal de germanium. Ce dispositif de réjection est basé sur l'utilisation de détecteurs à scintillation composés de BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$). Chaque enceinte est constituée de 10 cristaux scintillants de BGO, chacun étant couplé à un photomultiplicateur (PM). Le capot du détecteur germanium s'insère à l'intérieur de l'enceinte (voir figure 2.8), et les cristaux de BGO entourent ainsi le cristal de germanium. Le BGO a l'avantage de posséder une efficacité intrinsèque de détection importante grâce à sa grande densité (7,12 g/cm^3), ainsi qu'à la présence de l'élément bismuth, qui possède un numéro atomique élevé $Z = 83$ (voir annexe A).

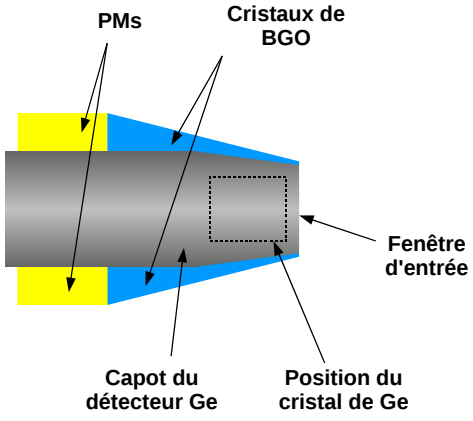

FIGURE 2.8 – Schéma du détecteur Ge muni de son enceinte de réjection.

Dans le cadre de la mise en place d'ORGAM, l'ensemble des enceintes de réjection a été testé, et les enceintes ont été ouvertes (voir figure 2.9) afin de nettoyer la surface des cristaux en contact avec les PM. Le lien optique permettant le passage des photons du cristal vers la photocathode des PM a été renouvelé pour l'ensemble des 300 couples cristal-PM.

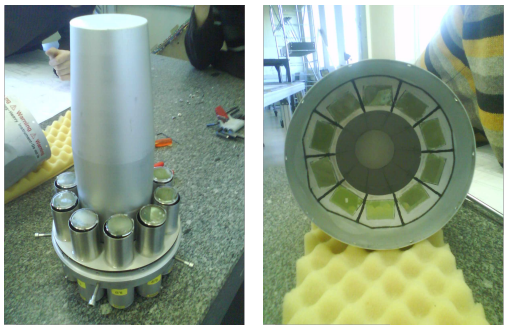

FIGURE 2.9 – A gauche, on peut voir les PM qui entourent le capot interne d'une enceinte BGO. A droite, on distingue les 10 cristaux de BGO à l'intérieur de l'enceinte anti-Compton.

2.2.3 Caractérisation des performances des enceintes de réjection Compton

2.2.3.1 Le bruit à basse énergie

La capacité des détecteurs BGO à détecter les photons diffusés à basse énergie est un paramètre critique pour une réjection de qualité. En effet, le bruit électronique de la photocathode des PM, ou d'éventuelles fuites de lumière, induisent sur le spectre en énergie des scintillateurs, un bruit à basse énergie. Il est donc nécessaire de fixer un seuil en énergie afin d'éviter la réjection fortuite d'événements germanium, qui serait déclenchée par le bruit. La réjection des photons diffusés par effet Compton à basse énergie, et qui ont donc laissé une grande part de leur énergie dans le germanium (voir figure 2.10), sera d'autant meilleure que le seuil peut être fixé à une valeur faible. Le niveau de bruit des détecteurs à scintillation doit donc être le plus bas possible pour permettre la détection des photons de basse énergie.

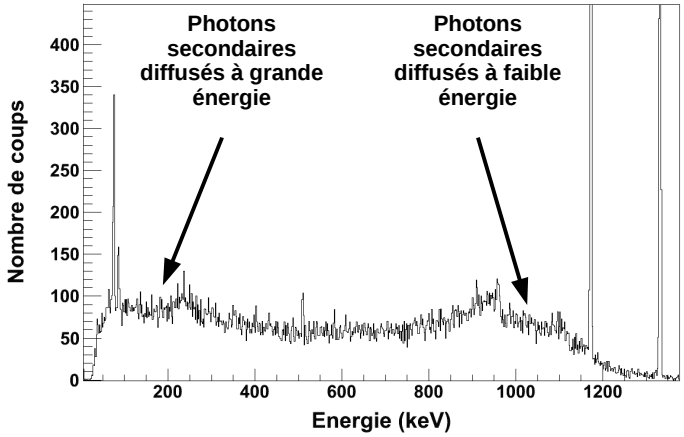

FIGURE 2.10 – Spectre du ^{60}Co obtenu avec le germanium. Les photons qui subissent une interaction par effet Compton sont diffusés avec une énergie d'autant plus faible que l'énergie déposée dans le germanium est importante.

Le niveau de bruit de chaque scintillateur des enceintes BGO a été mesuré afin de détecter les fuites de lumière, et d'estimer la qualité du cristal, de son PM, et du lien optique entre les deux. Le protocole de test utilisé précédemment à l'IPHC de Strasbourg a été repris pour tester l'ensemble des détecteurs. On utilise pour ces test, une source de ^{241}Am placée à la position occupée par le cristal de Germanium lors d'une expérience en conditions réelles, à 5 cm de la fenêtre d'entrée de l'enceinte. La source de ^{241}Am émet des photons de basse énergie (59,5 keV). On mesure sur le spectre en énergie obtenu, le rapport entre la hauteur du pic à 59,5 keV, et la hauteur minimale du fond entre 0 et 59,5 keV (voir figure 2.11). On peut également mesurer l'étendue du bruit sur le spectre en énergie, en utilisant par exemple une source de ^{137}Cs, dont la décroissance conduit à l'émission de rayons X à une énergie de 32 keV. Il est ainsi nécessaire que cette raie X ne soit pas noyée dans le bruit du détecteur à scintillation.

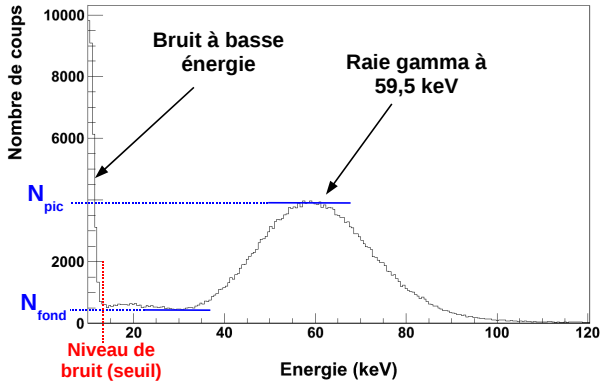

FIGURE 2.11 – Spectre à basse énergie du ^{241}Am obtenu avec un scintillateur BGO. Le pic correspond à la raie γ à 59,5 keV émise par la source.

On voit sur la figure 2.12, le spectre d'un détecteur BGO avec un niveau de bruit important (> 20 keV). Dans ce cas, le réglage d'un seuil élevé est nécessaire.

Un rapport $N_{pic}/N_{fond} \geq 4$ est requit pour permettre un réglage de seuil satisfaisant. Les valeurs les plus élevées mesurées pour les PM individuels sont de l'ordre de 9.

2.2.3.2 Taux de réjection

Le taux de réjection du système BGO + Ge est donné par la formule

$$T = \frac{(P/C)_{avec\ rejection}}{(P/C)_{sans\ rejection}}. \tag{2.1}$$

La figure 2.13 montre le spectre du ^{60}Co enregistré avec un détecteur germanium avec et sans réjection Compton. On voit que la réjection des événements Compton de haute énergie est importante, ce qui correspond à un réglage du seuil à une valeur très basse. La réjection des événements Compton de basse énergie est moins bonne, car les photons secondaires possèdent alors une

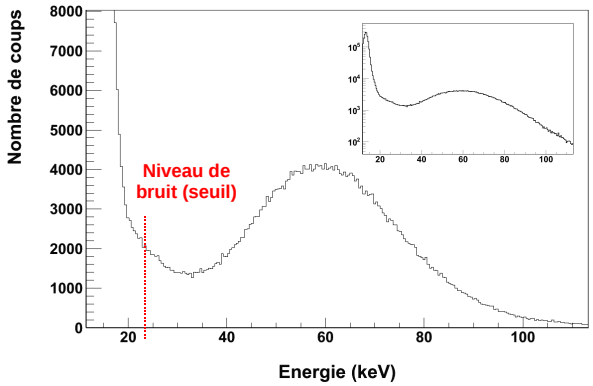

FIGURE 2.12 – Spectre à basse énergie du ^{241}Am obtenu avec un scintillateur BGO possédant un niveau de bruit important. Sur le spectre en échelle logarithmique on observe que le taux de comptage est deux ordres de grandeur plus élevé dans le pic correspondant au bruit que dans le pic correspondant à la raie à 59,5 keV, ce qui confirme la nécessité d'un réglage du seuil.

énergie importante, et ont donc une probabilité importante de traverser le détecteur BGO sans y interagir. De plus, un faible dépôt d'énergie par effet Compton correspond à un angle de diffusion proche de 0°. Les petits angles n'étant pas couverts par les cristaux de BGO, on ne détecte pas les photons secondaires diffusés à ces angles là. Les événements germanium correspondants ne peuvent pas être rejetés par le dispositif.

Il convient également de vérifier que le taux de réjection fortuite d'événements germanium reste faible afin d'éviter la perte d'événements dans le pic de pleine énergie. On peut voir que les événements dans le pic de pleine énergie sont très peu rejetés (< 1 %).

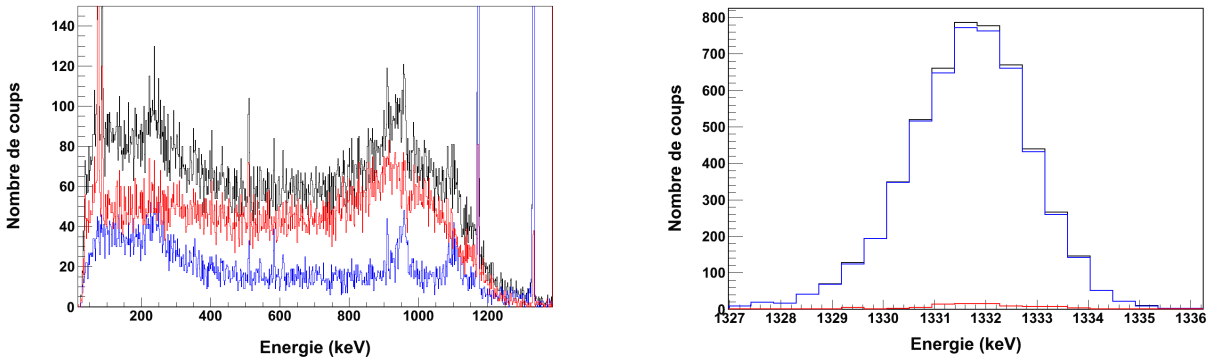

FIGURE 2.13 – Spectre en énergie du ^{60}Co obtenu avec un détecteur germanium muni d'une enceinte de réjection. Le spectre total est représenté en noir, le spectre bleu correspond aux événements non-rejetés, et le spectre rouge est constitué des événements rejetés.

2.2.4 Détermination des tensions d'alimentation des PM

L'électronique utilisée dans le dispositif ORGAM ne permet pas de fixer un seuil de détection individuel pour chaque PM d'une enceinte. En effet, le nombre des voies de discrimination à seuil disponibles est insuffisant pour traiter le nombre important de signaux (>200) issus des détecteurs à scintillation. Les sorties des PM d'une même enceinte anti-Compton sont donc chaînées afin de réduire le nombre de signaux à traiter, comme le montre la figure 2.14. On n'utilise ainsi qu'une voie de préamplificateur, et une voie de discriminateur pour chaque enceinte. Le seuil en tension est global pour l'ensemble de l'enceinte BGO.

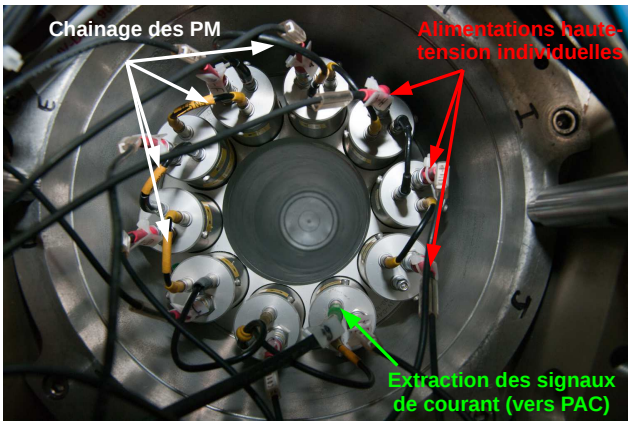

FIGURE 2.14 – Câblage en série et alimentation d'une enceinte BGO.

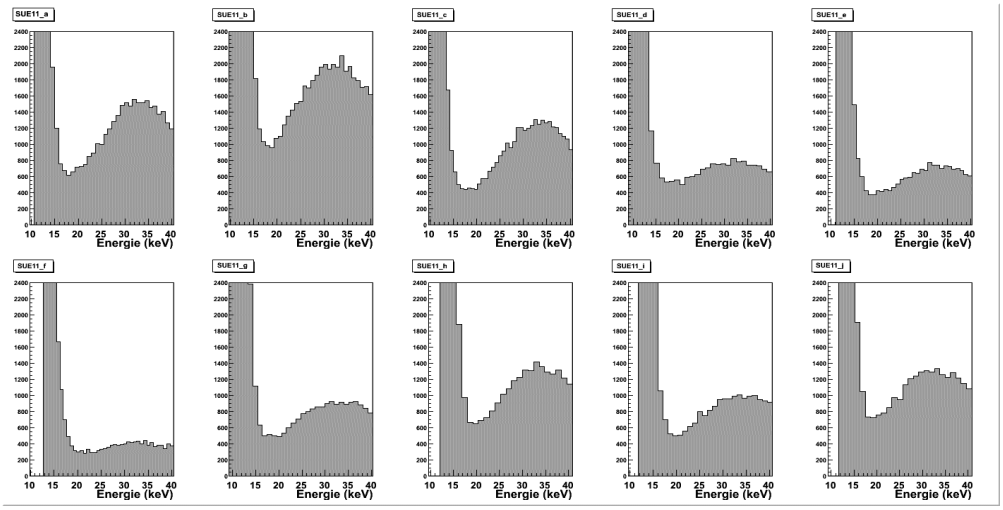

FIGURE 2.15 – Spectres à basse énergie du ^{137}Cs pour les détecteurs BGO de l'enceinte SUE11. La raie à 32 keV observée et due aux rayons X émis lors de la décroissance du ^{137}Cs. Le niveau de bruit des détecteurs de l'enceinte se situe entre 17 et 20 keV.

Comme on le voit sur la figure 2.15, la plage en énergie sur laquelle s'étend le bruit est presque

la même quel que soit le PM considéré (18 à 20 keV pour les détecteurs Crismatech). Cependant, le gain des PM est très variable d'une voie à l'autre, et l'amplitude en tension des impulsions correspondant au seuil de bruit varie selon la voie considérée. On doit donc aligner en énergie les différentes voies d'une même enceinte avant de régler un seuil commun.

Les PM des enceintes composant le détecteur ORGAM sont alimentés individuellement, ce qui permet d'ajuster le gain de chaque PM en faisant varier sa tension de polarisation. Le gain d'un PM varie exponentiellement avec la tension de polarisation, dans la gamme située autour de la tension nominale (ici 1050 V). On peut exprimer le gain en fonction de la tension de polarisation V selon la formule

$$G(V) = G_{nom} \cdot e^{\lambda(V-V_{nom})}, \tag{2.2}$$

où V_{nom} est la tension nominale d'utilisation du PM, et G_{nom} le gain du PM pour cette même tension nominale. On voit sur la figure 2.16 l'évolution du gain (en échelle logarithmique) en fonction de la tension appliquée pour deux PM d'une même enceinte. La pente de la droite correspond au paramètre λ. On observe que cette valeur varie très peu d'un PM à l'autre, et seule la valeur de G_{nom} (l'ordonnée à l'origine) est modifiée. On peut donc calculer la tension à appliquer pour aligner une voie donnée avec une voie de référence polarisée à la tension nominale. La tension de fonctionnement V_i d'un PM est alors donnée par

$$V_i = V_{nom} + \frac{1}{\lambda} Ln \frac{G_0}{G_i}, \tag{2.3}$$

où G_i est le gain du PM à la tension nominale, et G_0 celui du détecteur de référence. Il suffit donc de connaître la valeur de G_i pour déterminer la tension à appliquer. Le gain de nominal des différentes voies a été mesuré pour chaque enceinte afin de déterminer la valeur de la tension à appliquer à chacun des 200 PM.

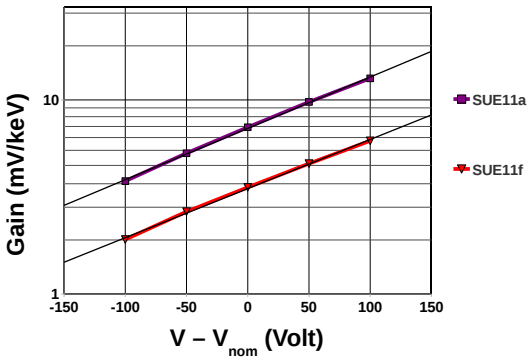

FIGURE 2.16 – Evolution du gain d'un détecteur à scintillation en fonction de la tension de polarisation du PM.

2.3 Le multi-détecteur ORGAM et sa mise en oeuvre

Le détecteur ORGAM associe un nombre important de détecteurs germanium tronconiques, maximisant ainsi la couverture angulaire, et donc l'efficacité totale de détection du système. Sa granularité permet en outre la détection de rayonnements γ en coïncidences. Le support mécanique utilisé permet monter jusqu'à 45 détecteurs Germanium associés à leur enceinte de réjection Compton. Pour la première campagne ORGAM, un montage comprenant 20 détecteurs germanium à été mis en place sur la ligne 420 de l'accélérateur tandem à l'IPN d'Orsay. La mise en place de l'infrastructure nécessaire au fonctionnement d'un tel dispositif requiert des compétences dans de nombreux domaines. L'implantation d'ORGAM auprès du pôle Tandem-ALTO a donc nécessité une mobilisation importante de plusieurs services de l'IPN.

La division instrumentation a été mise à contribution dans la conception du support mécanique destiné à recevoir les détecteurs. Les équipes techniques de cette division ont également travaillé directement à la jouvence du parc de détecteurs germanium et BGO.

Les techniciens et ingénieurs du pôle tandem ALTO ont été largement impliqués dans l'installation du support mécanique et de la chambre à réaction. Ils ont réalisé l'alignement du dispositif et le raccordement à la ligne de faisceau, ainsi que la mise en place du système de pompage de la ligne. Ils ont également participé à la conception et à la mise en place du blindage électromagnétique de la ligne (plan de masse, chemins de câbles), et de l'alimentation électrique de puissance.

De nombreux physiciens, post-docs, thésards, techniciens, stagiaires du groupe de structure nucléaire de l'IPN, mais également du CSNSM, ont directement participé à la mise en place des détecteurs, au câblage et au réglage de l'électronique et à la mise en oeuvre du système de refroidissement.

Les physiciens et techniciens de l'IPHC de Strasbourg ont apporté leur aide grâce à l'expérience acquise avec EUROGAM et EUROBALL, ce qui a permis d'orienter les équipes de l'IPN sur les solutions techniques les mieux adaptées. Ils nous ont également permis de réutiliser une partie du matériel (mécanique, électronique, alimentations électriques, câbles) qui équipait les détecteurs EUROGAM et EUROBALL.

2.3.1 Géométrie et support mécanique

Le support mécanique permettant de maintenir les détecteurs en place autour du point cible est composé de 45 alvéoles identiques (figure 2.17). Les alvéoles sont fixées les unes aux autres afin de former une sphère entourant le point cible. Ce système d'alvéoles toutes identiques a été initialement conçu par le laboratoire britannique de Daresbury afin de faciliter leur production en série. Une partie des alvéoles constituant l'ancien support d ?EUROGAM Phase 1 a été directement utilisée. Une partie de ces alvéoles a été fabriquée par l'atelier de mécanique de l'IPN.

Dans le cas d'ORGAM, la sphère est divisée en deux moitiés distinctes. Chaque demi-sphère repose sur 3 pieds fixés à un chariot mobile qui a été conçu par la division instrumentation de l'IPN

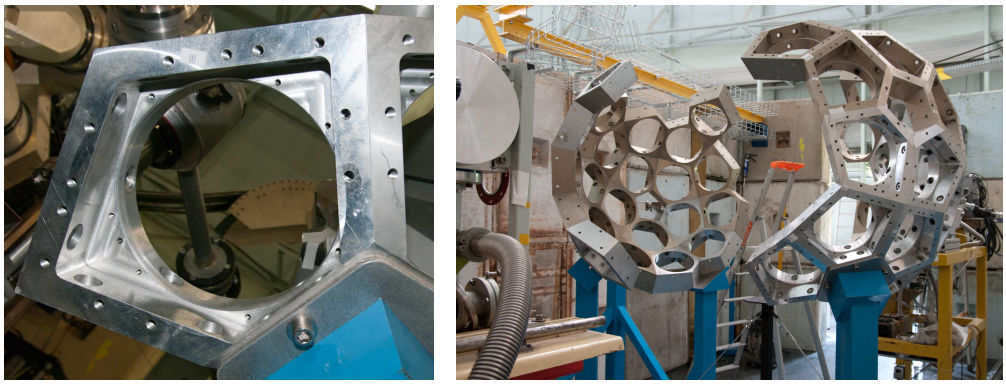

FIGURE 2.17 – A gauche, une alvéole composant la structure de la sphère ORGAM. A droite, le support d'ORGAM avant l'installation des détecteurs.

d'Orsay. Le design du support mobile a fait l'objet du mémoire CNAM de Nicolas Hauchecorne. Les chariots mobiles permettent d'écarter les deux demi-sphères afin d'accéder à la chambre à réaction, placée au centre de la sphère, comme on le voit sur la figure 2.18.

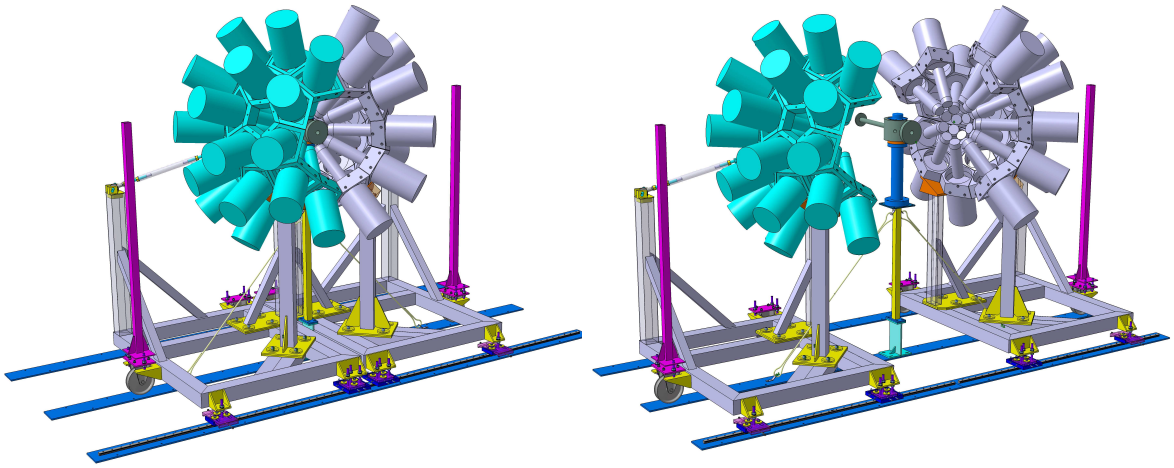

FIGURE 2.18 – CAO de la sphère ORGAM en position ouverte et fermée.

Chaque enceinte BGO est fixée par des vis à une alvéole du support mécanique. Le capot de chaque détecteur Germanium se glisse à l'intérieur d'une enceinte. Chaque détecteur est muni d'un anneau de plexiglas ("plastic ring") fixé à la base du Dewar, et qui permet, par l'intermédiaire de 4 tiges de métal ("rods") solidaires du support mécanique, de clipser le détecteur. Les détecteurs sont ainsi maintenus en place par leur Dewar, comme on le voit sur la figure 2.19.

La fenêtre d'entrée du capot des détecteurs est située à une distance de 190 mm du centre du dispositif, où se situe le point cible. La distance entre le capot et le cristal de germanium varie d'un détecteur à l'autre (selon le diamètre et de la forme en biseau ou non), entre 15,1 mm et 40 mm. On voit sur la figure 2.20 les positions extrémales du cristal par rapport au capot.

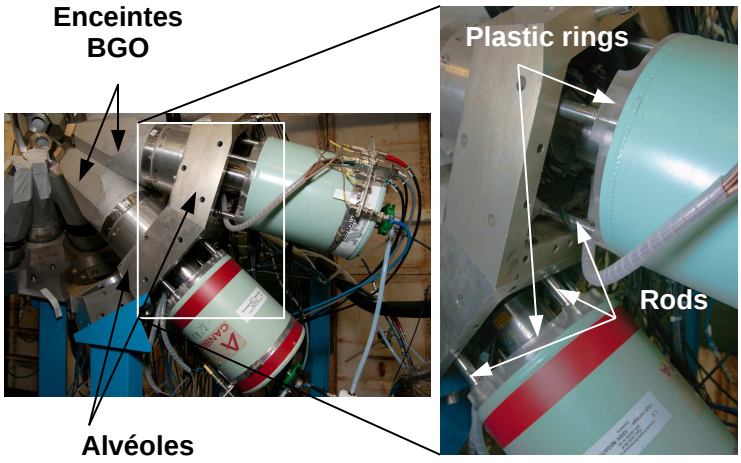

FIGURE 2.19 – Deux détecteurs avec leur système de fixation.

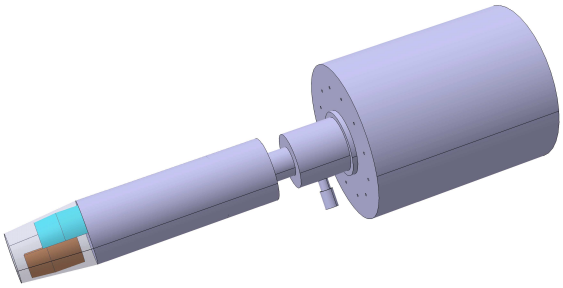

FIGURE 2.20 – Positions extrémales du cristal à l'intérieur du capot.

2.3.2 Le système de refroidissement

Le maintien à basse température des détecteurs germanium est un point extrêmement critique. Au cours des expériences sous-faisceau, les détecteurs restent polarisés pendant une période prolongée (jusqu'à plusieurs semaines). Le système de refroidissement doit ainsi fonctionner de manière très fiable afin de garantir le maintien en froid des détecteurs sous-tension. Il également est indispensable maîtriser les cycles thermiques subis par les détecteurs, même non-polarisés. Un réchauffement partiel à une température inférieure à la température ambiante, suivi d'un refroidissement, peut provoquer une désorption incontrôlée de la zéolithe contenue dans le cryostat, conduisant à une pollution de la surface du cristal, et donc à une dégradation des performances nécessitant un dégazage. Le système d'alimentation en azote liquide mis en place autour du dispositif ORGAM est décrit en détail à l'annexe E.

2.3.3 Implantation d'ORGAM au tandem d'Orsay

La sphère ORGAM a été mise en place sur la ligne 420 de l'accélérateur Tandem du pôle Tandem-ALTO, à l'IPN d'Orsay (voir figure 2.21). La figure 2.21 montre une vue d'ensemble de la ligne 420 et du détecteur ORGAM.

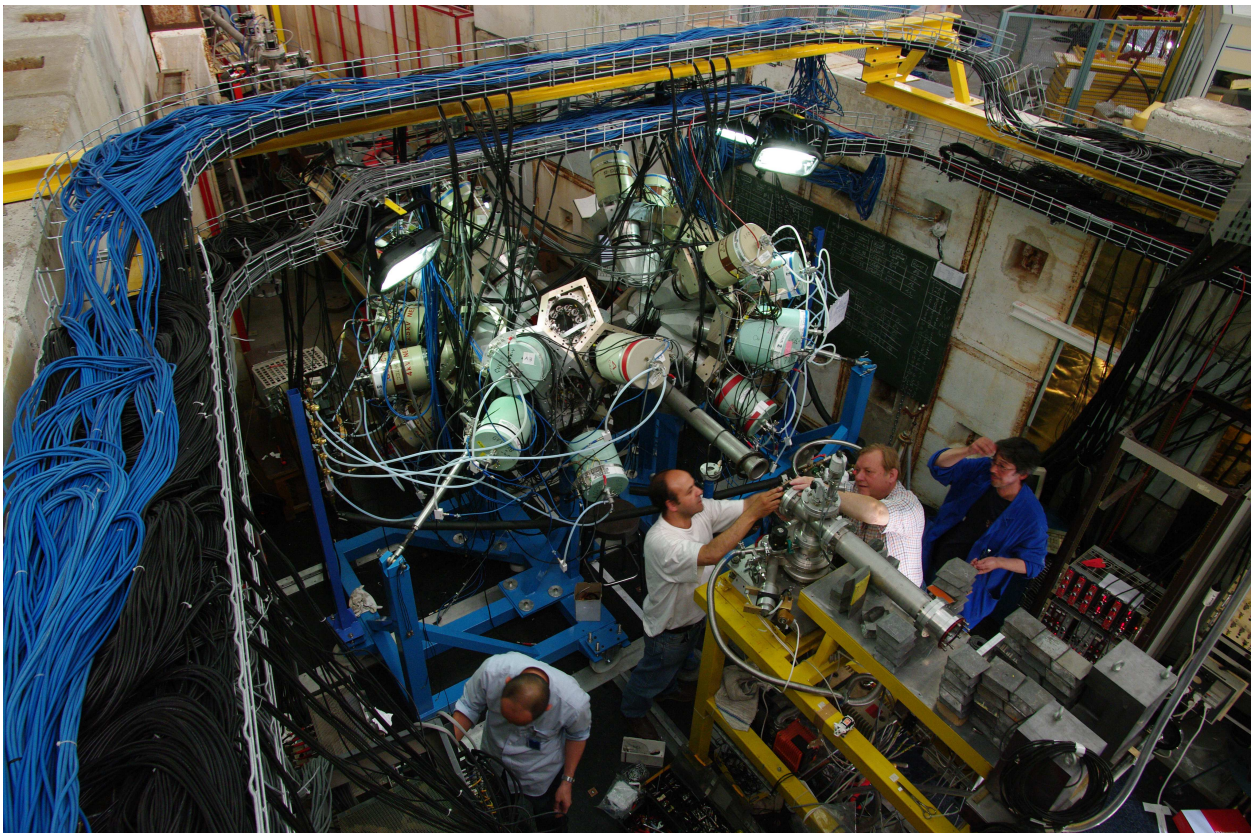

FIGURE 2.21 – Vue d'ensemble de la ligne 420.

2.3.3.1 Alimentation électrique

Les détecteurs Germanium sont alimentés par des modules haute-tension individuels qui ont été regroupés sur une baie dédiée, que l'on peut voir sur la figure 2.22. Chaque détecteur est polarisé au travers d'un câble coaxial muni d'un connecteur haute-tension SHV. Les détecteurs sont également reliés à leur module haute-tension par un câble coaxial muni d'un connecteur BNC, destiné au signal du Bias Shut Down.

Les détecteurs BGO sont polarisés grâce à un châssis haute-tension LeCroy qui permet d'alimenter jusqu'à 256 voies. La valeur de la tension de polarisation de chacun des 200 PM a donc été ajustée individuellement. On utilise la relation 2.3 pour déterminer la tension à appliquer à chaque PM.

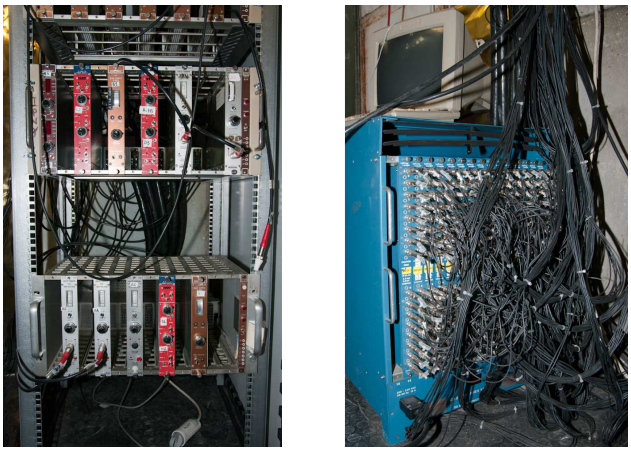

FIGURE 2.22 – A gauche : Les modules d'alimentation haute-tension des détecteurs germanium. A droite : Le châssis LeCroy pour l'alimentation haute-tension des détecteurs BGO.

Plusieurs modules basse-tension permettent l'alimentation des préamplificateurs des détecteurs germanium et BGO. Ces modules ont été ramenés de l'IPHC à Strasbourg pour l'installation d'ORGAM.

2.3.3.2 Extraction des signaux physiques

Chaque détecteur germanium possède 2 sorties identiques par lesquelles sont extraits les signaux destinés aux voies *temps* et *énergie*. Les signaux issus des 2 voies de chaque détecteur sont acheminés vers l'électronique de traitement à l'aide de câbles coaxiaux munis de connecteurs BNC.

Les impulsions de courant fournies par chaque enceinte BGO sont acheminées vers le PAC par un câble LEMO coaxial.

2.3.3.3 Câblage des détecteurs

Pour chaque détecteur germanium et son enceinte BGO, l'acheminement des signaux, et des diverses tensions de polarisation nécessite :

- 2 câbles coaxiaux BNC pour les signaux physiques du détecteur germanium
- 1 câble coaxial SHV pour la polarisation du détecteur germanium
- 1 câble coaxial BNC pour le signal BSD
- 1 câble RS-232 pour l'alimentation basse-tension germanium
- 1 câble BNC coaxial pour la mesure de Pt100
- 1 câble LEMO pour l'extraction des signaux de l'enceinte
- 10 câbles LEMO haute-tension pour la polarisation des PM

soit un total de 17 signaux et tensions d'alimentation pour chaque ensemble Ge + BGO. Dans une configuration à 20 détecteurs, le nombre total de câbles est de 340. Les câbles récupérés à

l'IPHC ont été testés individuellement, puis étiquetés et regroupés en faisceaux afin de faciliter le câblage. Ces câbles sont suspendus à un chemin de câbles surplombant la sphère ORGAM, et sont distribués, le long du chemin de câbles, sur les différents châssis NIM alimentant les modules électroniques destinés à l'alimentation et au traitement des signaux.

2.3.3.4 L'électronique de lecture

Les signaux fournis par les différents détecteurs doivent être mis en forme avant d'être transmis à la carte d'acquisition pour être codés et enregistrés sur disque.

2.3.3.4.1 Traitement du signal énergie

Le signal énergie de chaque détecteur germanium est traité par un amplificateur de tension de qualité, qui amplifie et met en forme les impulsions de tension fournies par le détecteur germanium. La forme des impulsions en sortie de l'amplificateur se rapproche d'une gaussienne. Le gain de l'amplificateur est ajusté de manière à ce que l'amplitude correspondant aux photons les plus énergétiques que l'on souhaite détecter ne sature pas la carte d'acquisition (gamme de la carte d'acquisition 0 - 10 V). Les amplificateurs utilisés permettent de régler le temps de mise en forme des impulsions. Les tests effectués avec divers valeurs du temps de mise en forme ont montré qu'un temps de mise en forme de 3 μs maximise le rapport signal/bruit, et conduit à la résolution optimale.

2.3.3.4.2 Traitement du signal temps

Le signal de la voie temps est amplifié par un amplificateur de tension "rapide" (*fast timing amplifier*). Ce type d'amplificateur fourni des impulsions de tension d'amplitude proportionnelle à l'amplitude incidente. Le traitement est ici beaucoup plus rapide que dans le cas d'un amplificateur spectroscopique, au détriment du rapport signal/bruit. Ces impulsions sont ensuite traitées par une discriminateur à fraction constante (CFD), dont la sortie fourni un signal logique (créneau de tension) dont le front de montée permet de déclencher l'acquisition du signal de la voie énergie.

2.3.3.4.3 Traitement des signaux BGO

Le signal de courant fourni par chaque enceinte BGO est intégré par le préamplificateur de charge (PAC) qui fourni des impulsions de tension d'amplitude proportionnelle à l'énergie déposée. Le signal issu du PAC est traité par un discriminateur à seuil. Dans le cas où l'amplitude incidente dépasse la valeur du seuil, le discriminateur à seuil fourni un signal logique (créneau de tension) qui est ensuite envoyé à la carte d'acquisition.

Lorsqu'un événement est détecté en coïncidence dans le germanium et son enceinte BGO, le signal fourni par le discriminateur à seuil permet de marquer l'événement germanium correspondant. Il faut pour cela que le signal issu du discriminateur à seuil de l'enceinte BGO soit à sa valeur haute lorsque le front de montée du signal issu de la voie temps du détecteur Germanium parvient à la carte d'acquisition. Pour certaines voies de détection, il a été nécessaire de retarder les impulsions des détecteurs germanium pour que cette condition soit remplie.

2.3.3.5 L'acquisition COMET-Narval

Les données analogiques transmises par l'électronique de lecture sont dirigées vers les cartes d'acquisition COMET-6x, qui permettent la mesure de l'énergie et du temps, le marquage éventuel, et la conversion des données analogiques vers un format numérique. L'acquisition COMET et un système d'acquisition sans *Trigger* global. L'acquisition est déclenchée par les signaux arrivant sur la voie temps. A chaque déclenchement, la carte d'acquisition mesure l'amplitude de l'impulsion qui arrive sur la voie énergie. La carte constitue un événement en associant l'énergie (codé sur 15 bits), le temps (codé sur 47 bits), le descripteur de la voie touchée, et un bit de marquage. Le bit de marquage vaut 1 lorsque le signal *marquage* issu de l'enceinte BGO est au niveau haut au moment du déclenchement par la voie temps, et 0 sinon. Les données sont ensuite transférées via le réseau Gigabit du tandem, vers le serveur de stockage, et vers le PC d'acquisition pour une visualisation en direct de spectres de contrôle.

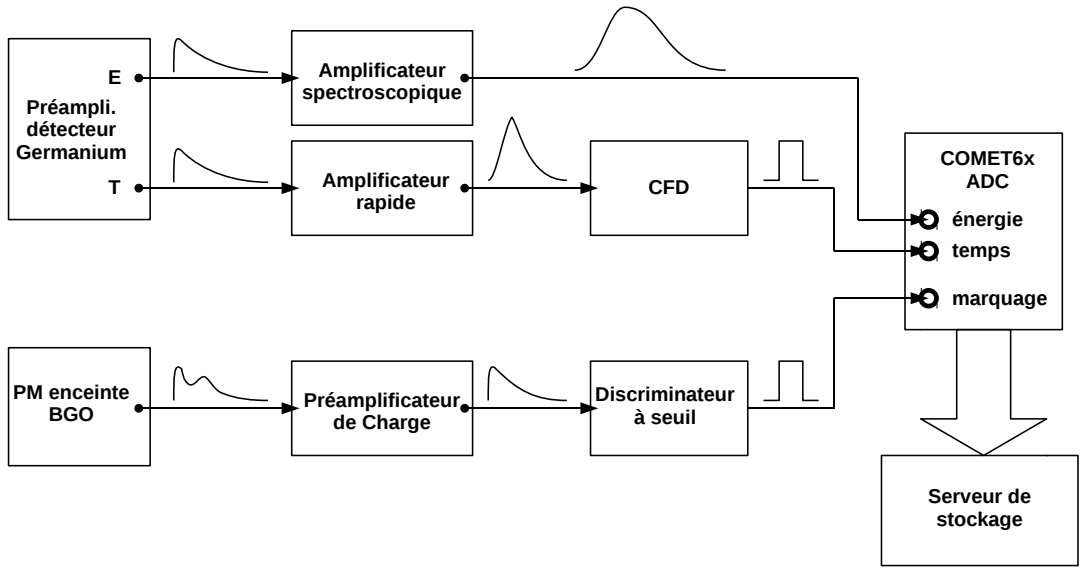

FIGURE 2.23 – Diagramme représentant l'électronique de lecture. On a représenté la forme des signaux à chaque étape du traitement.

2.4 Conclusion

L'implantation d'ORGAM auprès du tandem d'Orsay a été réalisée avec succès, et le détecteur a pu été utilisé dans plusieurs expériences de spectroscopie γ réalisées auprès du tandem d'Orsay. La campagne de retraitement a permis de garantir une résolution à 1,3 MeV de l'ordre de 2,5 keV pour l'ensemble des détecteurs composant le dispositif. L'efficacité d'ORGAM, de l'ordre de 2 %, reste inférieure à l'efficacité des détecteurs utilisés auprès des grandes installations dédiées à l'étude de la structure nucléaire. Le détecteur GAMMASPHERE, qui est composé de plus de 100 diodes germanium, possède une efficacité de l'ordre de 10 %. La prochaine génération de multi-détecteurs germanium, comme le détecteur AGATA, permettront grâce à une couverture angulaire proche de 4π, d'atteindre une efficacité supérieure à 40 %. Un détecteur comme d'ORGAM permet cependant de profiter des nombreuses possibilités d'étude offertes par les faisceaux stables fournis par l'accélérateur Tandem d'Orsay. Ces faisceaux ont en effet une intensité suffisante permettant leur utilisation pour produire des noyaux d'intérêt pour la communauté de structure nucléaire, notamment par le biais des collisions entre ions lourds.

Chapitre 3

Les mécanismes de réaction entre ions lourds aux énergies proches de la barrière Coulombienne

Avec la découverte de la modification des nombres magiques loin de la stabilité, l'un des enjeux majeurs dans l'étude la structure nucléaire a consisté à produire des noyaux de plus en plus éloignés de la vallée de stabilité. Cette capacité à produire des noyaux ayant des rapports N/Z de plus en plus exotiques, avec une section efficace suffisante, est le principal facteur limitant l'extension des modèles nucléaires à des régions très exotiques de la charte des noyaux.

Il est possible de produire des noyaux exotiques par le biais d'une réaction nucléaire entre deux isotopes donnés, qui en interagissant, vont produire l'espèce à étudier. Beaucoup de moyens de production consistent donc à accélérer un faisceau d'ions, constitué d'un isotope donné, vers une cible constituée d'un autre isotope. Lorsque l'énergie des ions incidents est suffisante pour vaincre la répulsion coulombienne, les noyaux du faisceau peuvent rentrer en collision avec les noyaux cibles. L'interaction entre ces noyaux, au travers de la force nucléaire, va alors donner lieu à la modification de l'état initial, et généralement à la production d'espèces différentes des espèces initiales.

Pour une énergie incidente donnée, il existe en général de nombreuses voies de réaction ouvertes, avec des sections efficaces très différentes. Pour une voie de réaction donnée, la section efficace est également fortement dépendante de l'énergie incidente. En choisissant de manière adaptée le couple projectile-cible, ainsi que l'énergie incidente, et en sélectionnant une voie de réaction donnée, on peut optimiser la section efficace de production d'un isotope à étudier.

Les isotopes stables disponibles dans la nature sont relativement peu nombreux ($\sim$ 300). La plupart d'entre eux ont une abondance très faible ou ne possèdent pas les caractéristiques chimiques permettant leur utilisation dans la fabrication de cibles, ou de sources d'ions. Le choix d'un couple projectile-cible est donc assez restreint, et il est souvent nécessaire d'utiliser des voies de réaction minoritaires pour produire les isotopes qui n'ont pas encore été étudiés. De plus, les états excités susceptibles d'être peuplés dépendent largement du mécanisme de production du noyau. La connaissance des différents mécanismes de réaction est donc primordiale afin de produire et étudier de nouvelles espèces nucléaires.

Lorsque les noyaux qui interagissent sont des ions lourds, les voies de réaction ouvertes peuvent être nombreuses. La grande quantité d'énergie et de moment angulaire transférable lors de ce type de réactions constitue un moyen efficace de peupler les noyaux à grande énergie d'excitation.

3.1 Cinématique des réactions entre ions lourds

La faible longueur d'onde des ions lourds aux énergies proches de la barrière Coulombienne permet en première approximation, de traiter ces collisions de manière semi-classique. La cinématique, avant et après la collision, est alors régie par l'interaction électromagnétique entre les charges positives portées par les noyaux. Cette interaction répulsive donne lieu à des trajectoires incidentes hyperboliques dans le référentiel du centre de masse, comme on peut le voir sur la figure 3.1.

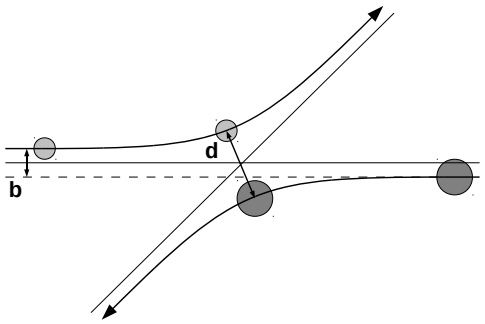

FIGURE 3.1 – Trajectoires purement Coulombiennes de deux noyaux dans le référentiel du centre de masse. On peut voir la définition du paramètre d'impact b, et de la distance minimale d'approche d.

On appelle paramètre d'impact b, la distance entre les trajectoires asymptotiques du projectile et du noyau cible. Pour une énergie incidente donnée, on peut déterminer, en fonction du paramètre d'impact, la distance minimale d'approche d entre les deux noyaux, qui correspond à la distance minimale entre le centre des noyaux, dans l'hypothèse d'une interaction purement Coulombienne.

Par définition, le rayon d'interaction R_i est la distance d'approche pour laquelle les fonctions d'ondes nucléaires commencent à se recouvrir, donnant éventuellement lieu à une réaction nucléaire. En utilisant le modèle de la goutte liquide, pour deux noyaux de masses respectives A_1 et A_2, et en tenant compte du caractère diffus de la surface nucléaire, on peut écrire

$$R_i = r_0 \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right) + a. \tag{3.1}$$

Dans le cas des ions lourds, le paramètre r_0 est pris égal à 1,2 fm. Le paramètre a, qui rend compte de la surface diffuse, vaut ~ 2 fm.

On défini la barrière Coulombienne B_c, comme l'énergie minimale à fournir dans le canal d'entrée, pour que la distance minimale d'approche, dans le cas d'une collision frontale, soit égale au rayon d'interaction. On a

$$B_c = E_{cm}\,(b = 0, d = R_i) = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z_1 Z_2}{R_i}, \tag{3.2}$$

où Z_1 et Z_2 sont les charges respectives des deux isotopes considérés. La barrière Coulombienne détermine le seuil en énergie en dessous duquel il n'est pas possible d'observer de réactions nucléaires.

3.2 La diffusion Coulombienne

Pour les paramètres d'impact les plus élevés, la distance minimale d'approche est supérieure rayon d'interaction. La force nucléaire ne participe pas à l'interaction, et les deux noyaux interagissent uniquement au travers de la force électromagnétique. Dans le cas d'une diffusion purement élastique, on parle de diffusion de Rutherford. La relation 3.3 exprime la dépendance angulaire de la section efficace de Rutherford.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} \propto \left(\frac{Z_1 Z_2}{E_{cm}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta_{cm}/2)} \tag{3.3}$$

L'interaction Coulombienne entre les noyaux peut également conduire à une conversion partielle de l'énergie cinétique en énergie d'excitation. On parle alors d'excitation Coulombienne. Lorsque l'énergie incidente est inférieure à la barrière Coulombienne, l'excitation Coulombienne est le seul processus qui peut conduire à une excitation des noyaux. Pour une énergie incidente supérieure à la barrière Coulombienne, les processus mettant en jeu la force nucléaire rentrent en compétition avec le processus d'excitation Coulombienne.

3.3 Les processus nucléaires

Lorsque l'énergie incidente est supérieure à l'énergie de la barrière Coulombienne, les collisions pour lesquelles le paramètre d'impact est suffisamment faible conduisent à une distance minimale d'approche inférieure ou égale au rayon d'interaction (voir figure 3.2). En fonction du moment angulaire relatif des deux noyaux, directement lié au paramètre d'impact et à l'énergie incidente, on peut distinguer différents régimes de collision. La figure 3.3 montre les mécanismes de réaction dominants en fonction du moment angulaire relatif des noyaux.

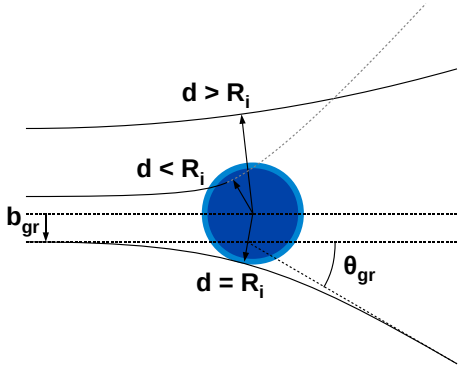

FIGURE 3.2 – Trajectoires Coulombiennes. Pour $b > b_{gr}$, la diffusion est purement Coulombienne. Pour $b = b_{gr}$, le projectile est diffusé à θ_{gr}. Pour $b < b_{gr}$, la fusion-évaporation est en compétition avec les processus profondément inélastiques.

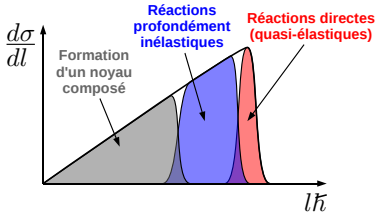

FIGURE 3.3 – Les différents processus de collision en fonction du moment angulaire relatif des noyaux incidents.

3.3.1 Les collisions à faible paramètre d'impact : la fusion-évaporation

Le processus de fusion-évaporation est lié aux collisions les plus frontales, et qui correspondent aux paramètres d'impact les plus faibles. La collision donne lieu à la fusion des deux noyaux, qui forment un noyau composé. La totalité du moment angulaire relatif des deux noyaux incidents est alors transférée au noyau composé. Ce noyau composé possède une énergie d'excitation supérieure à l'énergie de séparation des nucléons les moins liés. Il se désexcite alors en émettant des particules (protons, neutrons, alphas) tant que son énergie d'excitation est supérieure à l'énergie de séparation d'un nucléon. Le noyau résiduel obtenu après évaporation possède toujours une énergie d'excitation élevée. Il se désexcite ensuite par émissions successives de photons γ, d'abord émis selon une distribution en énergie statistique, tant que la densité des niveaux accessibles est importante, puis au travers de transitions discrètes entre états de structure. Ce mécanisme de fusion-évaporation permet donc de peupler et d'étudier le noyau résiduel à grande énergie d'excitation, et dans un état de moment angulaire élevé.

Le mécanisme de fusion évaporation a tendance à favoriser la production de noyaux riches en protons pour deux raisons :

- les neutrons ne ressentant pas la barrière de potentiel Coulombien, leur évaporation est favorisée par rapport à celle des particules chargées.
- la fusion de deux noyaux ${}^{A_1}_{Z_1}X_1$ et ${}^{A_2}_{Z_2}X_2$ situés dans la vallée de stabilité induit la formation d'un noyau composé ${}^{A_1+A_2}_{Z_1+Z_2}Y$. Du fait de la tendance à un excès de neutrons pour les éléments les plus lourds de la vallée de stabilité, ce noyau composé possède, en général, un rapport

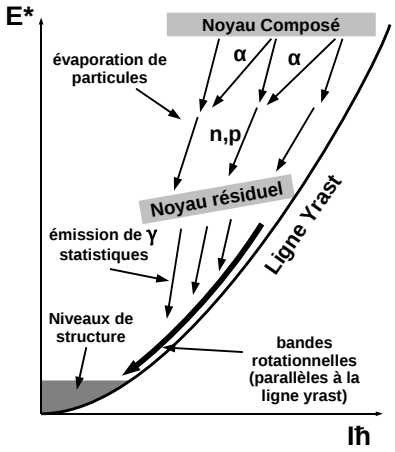

FIGURE 3.4 – Evolution de l'énergie d'excitation et du moment angulaire au cours des différentes étapes suivant la formation du noyau composé.

N/Z plus faible que le ou les isotopes stables de l'élément Y.

Ce mécanisme a donc été largement utilisé pour produire et étudier les noyaux exotiques déficients en neutrons. Il est cependant possible de produire des isotopes riches en neutrons en choisissant des couples faisceau-cible composés d'isotopes stables riches en neutrons.

3.3.2 Les collisions à grand paramètre d'impact : régime quasi-élastique et angle d'affleurement limite (grazing angle)

Dans le cas limite où la distance minimale d'approche est égale au rayon d'interaction (collisions périphériques), la trajectoire des noyaux est peu modifiée par rapport à une diffusion purement Coulombienne, et l'énergie cinétique du système est pratiquement conservée. On parle alors de diffusion quasi-élastique. Les noyaux qui subissent ce type de diffusions sont focalisés autour d'un angle appelé angle d'affleurement limite ou *grazing angle* θ_{gr}. La valeur de l'angle θ_{gr} est donnée en fonction de l'énergie dans le centre de masse E_{cm} par la relation

$$\theta_{gr} = 2\arcsin\frac{1}{\frac{2E_{cm}}{B_c} - 1} \tag{3.4}$$

Lors de ces collisions au *grazing*, le recouvrement entre les fonctions d'onde nucléaires est relativement faible, mais un certain nombre de nucléons peuvent être échangés entre les deux noyaux. Les réactions quasi-élastiques peuvent donc induire une modification de la composition respective des noyaux incidents. Cependant, le faible recouvrement des fonctions d'ondes, ainsi que la faible durée de l'interaction, ne permettent qu'un échange limité de matière nucléaire. Les réactions quasi-élastiques conservent la mémoire, en termes de composition et d'énergie cinétique, du projectile et de la cible qui ont interagit. On parle alors de *quasi-projectile*, et de *quasi-cible*

pour désigner les produits de la réaction. Du fait de la faible dissipation d'énergie cinétique au cours de la collision, ces réactions peuplent les noyaux à une énergie d'excitation modérée.

3.3.3 Le régime intermédiaire : les collisions profondément inélastiques

La transition entre le régime quasi-élastique et le régime de formation d'un noyau composé passe par un régime intermédiaire, dans lequel le recouvrement des fonctions d'onde nucléaires devient important. Ces collisions diffèrent des collisions quasi-élastiques par une large relaxation de l'énergie cinétique, et par une distribution angulaire beaucoup moins piquée. Les noyaux produits au cours de ce type de collisions conservent cependant une certaine "mémoire" des noyaux incidents, en terme de composition, et comme dans le cas des collisions quasi-élastiques, on parle alors aussi de *quasi-projectile* et de *quasi-cible* pour désigner les produits de la réaction.

Ce régime de collisions profondément inélastiques a été étudié de manière intensive dans les années 1970, par différentes équipes de recherche, à l'IPN d'Orsay, et au JINR de Dubna, en Russie. Les nombreuses expériences menées ont permis d'explorer les nombreux aspects des mécanismes profondément inélastiques. De nombreux couples projectile-cible ont été utilisés, pour différentes énergie incidentes. Les interprétations proposées pour expliquer les observations ont donné lieux à plusieurs appellations. Les auteurs des articles de référence proposent ainsi les termes *transferts profondément inélastiques*, *nuclear orbiting* [Wilc 73], *fully damped collisions*, *quasi-fission* [Hana 74] ou encore *fusion incomplète*.

Les diagrammes de Wilczynski [Wilc 73] permettent d'observer la transition entre le régime quasi-élastique et les collisions complètement relaxées. Ces diagrammes représentent les courbes d'égale section efficace différentielle $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$, pour un quasi-projectile donné, en fonction de l'angle de diffusion et de l'énergie dans le référentiel du centre de masse. L'allure caractéristique d'un diagramme de Wilczynski, pour un quasi-projectile proche du noyau incident, est schématisée sur la figure 3.5. La composante quasi-élastique apparaît en rouge et correspond à une diffusion à l'angle de grazing, à une énergie proche de l'énergie incidente. La composante relaxée, qui apparaît en bleu, correspond au régime profondément inélastique. Partant du maximum absolu de section efficace quasi-élastique, à l'angle θ_{gr}, on peut suivre l'évolution de la position du maximum de section efficace pour des collisions de plus en plus inélastique. Lorsque l'énergie du quasi-projectile diminue, l'angle de diffusion correspondant au maximum de section efficace diminue également, et se rapproche des angles négatifs. Pour les collisions complètement relaxées, le quasi-projectile est détecté à grand angle. L'énergie correspondante est alors proche de l'énergie Coulombienne pour un système composé de deux gouttes liquides chargées, situées à une distance égale au rayon d'interaction.

Dans l'interprétation proposée par [Wilc 73], et reprise ensuite par la plupart des études ultérieures, les noyaux qui entrent en collision à grand paramètre d'impact sont alors soumis à la force nucléaire attractive, qui est compensée par les forces centrifuge et Coulombienne répulsives. Les noyaux forment alors un système composite, qui peut être vu schématiquement comme

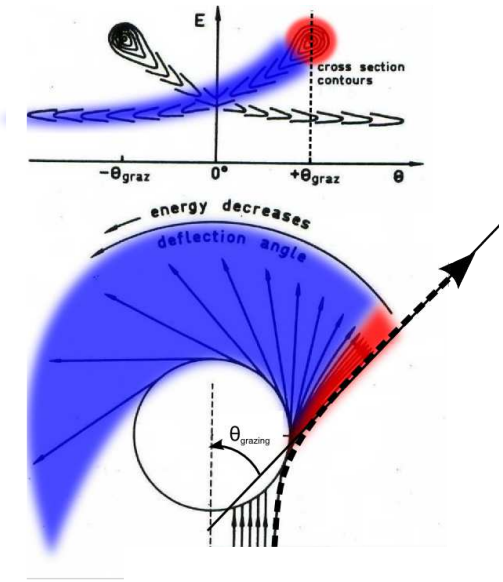

FIGURE 3.5 – L'interprétation proposée par [Wilc 73]. En haut : un diagramme de Wilczynski schématique représentant la section efficace différentielle $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$, en fonction de l'angle et de l'énergie dans le référentiel du centre de masse. En bas : les trajectoires associées aux composantes directe et relaxée.

un système de deux gouttes liquides orbitant l'une autour de l'autre, et reliées par un "pont" de matière nucléaire. Les deux gouttes de matière nucléaire se séparent ensuite après une rotation plus ou moins prolongée. L'angle de diffusion correspondant s'éloigne d'autant plus de l'angle θ_{gr} que la durée de la collision est importante. L'interface entre les noyaux est le théâtre d'un important échange de matière, et la friction entraîne une large dissipation de l'énergie cinétique incidente. Une augmentation de la durée de la collision se traduit donc également par un échange de matière plus important, et par une relaxation de l'énergie plus importante. Le système composite peut également évoluer vers un noyau composé, avec une probabilité d'autant plus grande que la durée de l'interaction est importante. Les diagrammes de Wilczynski montrent en effet une diminution de la section efficace au fur et à mesure que l'angle de diffusion s'éloigne de l'angle de grazing. Les diagrammes de Wilczynski sont symétriques par rapport à l'axe faisceau ($\theta = 0°$), et les différentes composantes schématisées sur la figure 3.6 peuvent donner lieu à une diffusion à un angle donné.

On peut voir deux diagrammes de Wilczynski construits à partir de mesures expérimentales [Wilc 73, Gali 76] sur les figures 3.7 et 3.8. La figure 3.7 correspond au cas de deux noyaux incidents ayant des masses voisines. La figure 3.8 correspond au cas d'un couple projectile-cible fortement asymétrique.

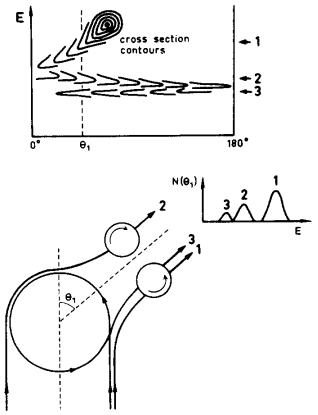

FIGURE 3.6 – Les différentes composantes inélastiques donnant lieu à une diffusion à un angle donné.

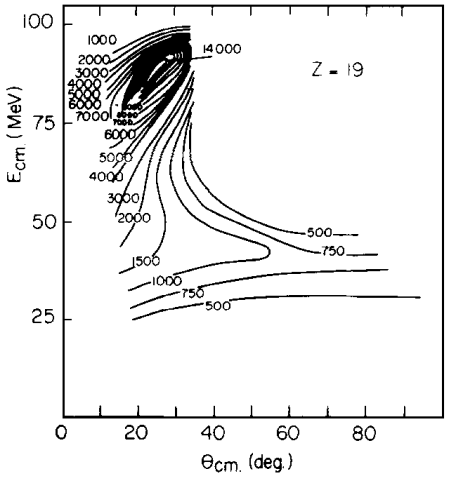

FIGURE 3.7 – Section efficace différentielle $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$ (en $\mu b/(MeV \cdot rad)$) pour la réaction $^{58}Ni(^{40}Ar,K)$ à une énergie $E_{lab} = 280$ MeV $(2,05.B_c)$, en fonction de l'angle et de l'énergie dans le centre de masse des ions K détectés [Gali 76].

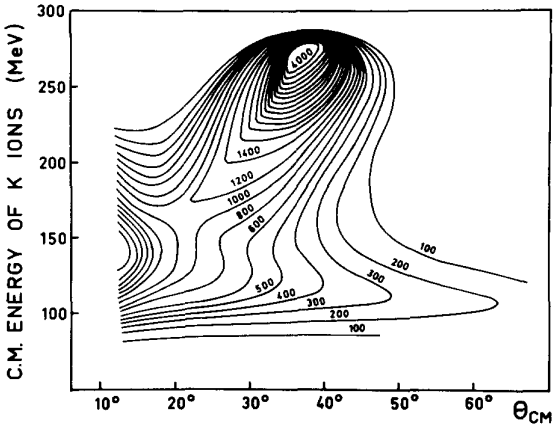

FIGURE 3.8 – Section efficace différentielle $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$ (en $\mu b/(MeV \cdot rad)$) pour la réaction $^{232}Th(^{40}Ar,K)$ à une énergie $E_{lab} = 388$ MeV, en fonction de l'angle et de l'énergie dans le centre de masse des ions K détectés [Wilc 73].

3.4 Les principales caractéristiques des produits de réactions profondément inélastiques

Nous allons résumer les principaux résultats obtenus au cours des différentes études menées par le passé, en terme de rapport N/Z, de masse, et de distribution angulaire des produits de collisions profondément inélastiques entre ions lourds.

Quelques remarques concernant les diagrammes de Wilczynski permettent de résumer les différentes caractéristiques observées. Nous avons déjà vu sur les figures 3.7 et 3.8, qui correspondent aux réactions $^{58}Ni(^{40}Ar,K)$ et $^{232}Th(^{40}Ar,K)$, que la masse du noyau cible n'influence pas l'allure générale des diagrammes de Wilczynski. On peut également étudier la forme de ces diagrammes selon le nombre de protons ou la masse du quasi-projectile, et comparer les résultats obtenus pour différentes énergies incidentes.

3.4.1 Rapport N/Z des produits de collisions profondément inélastiques

3.4.1.1 Évolution des diagrammes de Wilczynski avec le rapport N/Z du quasi-projectile

Les diagrammes de Wilczynski obtenus pour différents isotopes de K dans la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni [Gali 76] sont présentés sur la figure 3.9. Les diagrammes les plus caractéristiques sont ceux qui correspondent à la production du $^{41}_{19}K$ et du $^{42}_{19}K$. Ils permettent d'observer nettement les deux composantes qui contribuent à la production de ces noyaux. Le maximum absolu de la section efficace différentielle est très prononcé. Il se situe à l'angle θ_{gr}, et correspond à une faible relaxation de l'énergie. La section efficace décroît très rapidement lorsqu'on s'éloigne de l'angle de grazing. Ce maximum localisé correspond à la contribution quasi-élastique. On distingue également la composante relaxée, qui s'étend vers les grands angles, pour laquelle la perte d'énergie est importante et la distribution angulaire relativement plate.

Pour le $^{40}_{19}K$, le maximum de la section efficace différentielle se déplace vers les petits angles et correspond à une perte d'énergie plus importante que pour les collisions quasi-élastiques. Ce maximum est donc lié à des collisions profondes qui impliquent une plus grande friction entre les noyaux. Des difficultés expérimentales ont rendu impossibles les mesures aux angles très faibles, mais on peut supposer que les contributions des collisions ayant des paramètres d'impact symétriques s'ajoutent pour $\theta = 0^{\circ}$ (voir fig. 3.6), ce qui conduit à un maximum artificiel de la section efficace.

On observe également que la section efficace aux grands angles, au-delà de l'angle de grazing, est plus importante dans le cas du $^{40}_{19}K$ que dans le cas du $^{41}_{19}K$. Les collisions relaxées favorisent donc la production du $^{40}_{19}K$ par rapport au $^{41}_{19}K$, même si la section efficace quasi-élastique est plus importante pour le $^{41}_{19}K$. Les composantes quasi-élastiques et relaxées favorisent ainsi la production d'isotopes différents.

On peut voir une autre illustration du fait que les deux types de mécanismes favorisent la

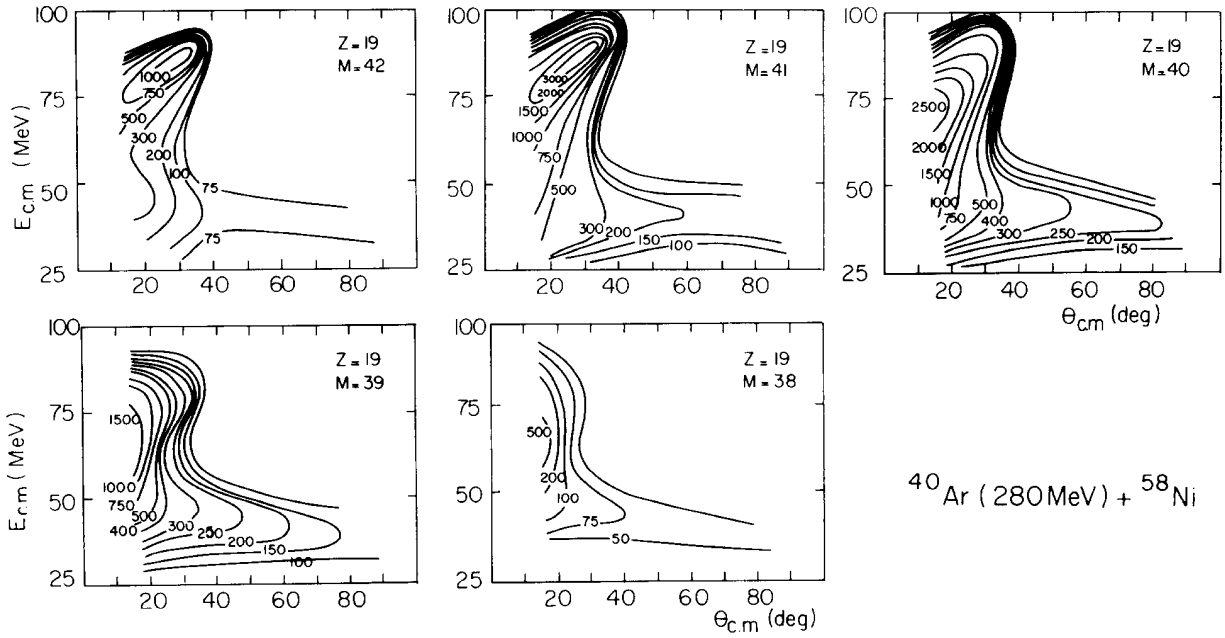

FIGURE 3.9 – Diagrammes de Wilczynski obtenus pour différents isotopes de K produits dans la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni [Gali 76]. La section efficace $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$ est donnée en $\mu b/(MeV \cdot rad)$.

production d'espèces différentes sur la figure 3.10. Cette figure présente les courbes d'égale section efficace différentielle $d^2\sigma/(dE \cdot dA)$ en fonction de l'énergie mesurée dans le référentiel du laboratoire, et de la masse du quasi-projectile, pour les ions K émis à l'angle de grazing dans les réactions ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni et ^{40}Ca (280 MeV) + ^{64}Ni. On observe très nettement les deux composantes, quasi-élastique et relaxée. La composante élastique produit majoritairement le ^{39}K dans le cas de la réaction ^{40}Ca (280 MeV) + ^{64}Ni, et le ^{41}K dans le cas de la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni. Dans les deux cas, la composante relaxée favorise la production du ^{40}K.

3.4.1.2 Équilibre des rapports N/Z

Les résultats présentés par [Agar 77, Gatt 75a] semblent indiquer que le premier degré de liberté relaxé au cours des collisions profondément inélastiques est le rapport N/Z. La figure 3.11 montre le rapport N/Z moyen du quasi-projectile détecté en fonction de la masse, lors de deux mesures [Gatt 75a] pour les réactions ^{40}Ar (182 MeV) + ^{64}Zn et ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni ($E_{cm} \sim 1,25 \cdot B_c$). Ces deux couples faisceau-cible symétriques forment des systèmes composites qui comportent les mêmes nombres de protons et de neutrons. On observe que les rapports N/Z moyens mesurés suivent une évolution similaire en fonction de la masse du quasi-projectile détecté. Le rapport N/Z des produits de la réaction est donc principalement lié au rapport N/Z du système composite, et non aux rapports N/Z respectifs des noyaux incidents. L'asymétrie des rapports N/Z dans la voie d'entrée n'influence pas le rapport N/Z des produits de la réaction.

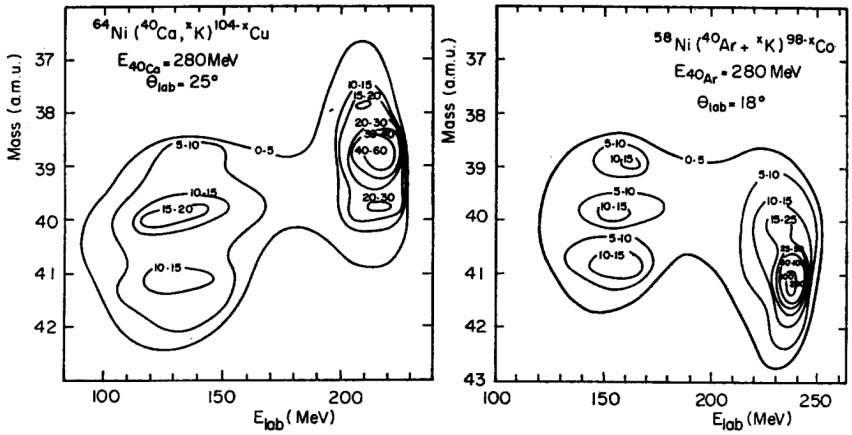

FIGURE 3.10 – Courbes d'égale section efficace différentielle $d^2\sigma/(dE \cdot dA)$ pour la détection des ions K dans les réactions ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni et ^{40}Ca (280 MeV) + ^{64}Ni, en fonction de l'énergie mesurée dans le référentiel du laboratoire, et de la masse de l'ion K détecté [Gatt 75b].

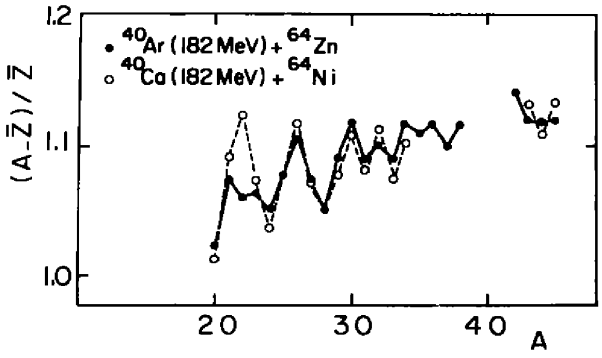

FIGURE 3.11 – Rapport $< N/Z >$ en fonction de la masse du quasi-projectile détecté, pour deux couples faisceau-cible conduisant à des systèmes composites ayant les mêmes nombres de protons et de neutrons [Gatt 75a].

3.4.1.3 Évaporation de particules

Pour connaître le rapport N/Z des produits finaux de la réaction, il est nécessaire de tenir compte d'une éventuelle évaporation de particules. En effet, la relaxation de l'énergie associée aux collisions profondément inélastiques se traduit par une excitation importante des noyaux produits. En fonction de l'énergie fournie en entrée, l'énergie d'excitation atteinte pour chacun des deux noyaux peut être largement supérieure à l'énergie de séparation d'un nucléon, ce qui se traduit par une évaporation de particules par les produits de la réaction.

Une étude détaillée [Gatt 75a] a été menée à une énergie faisceau de 280 MeV ($E_{cm} \sim 2 \cdot B_c$), pour divers couples faisceau-cible, proches en terme de masse des noyaux incidents, mais conduisant à des systèmes composites de rapports N/Z différents. Le tableau 3.1 résume les différentes

réactions étudiées ainsi que le rapport N/Z des systèmes composites correspondants.

TABLE 3.1 – Liste des réactions étudiées par [Gatt 75a] à une énergie $E_{lab} = 280$ MeV.

Projectile	Cible	N/Z composite
$^{40}_{18}Ar$	$^{64}_{28}Ni$	1,26
$^{40}_{18}Ar$	$^{58}_{28}Ni$	1,13
$^{40}_{20}Ca$	$^{64}_{28}Ni$	1,17
$^{40}_{20}Ca$	$^{58}_{28}Ni$	1,04

La figure 3.12 [Gatt 75a] montre l'évolution du rapport $< N/Z >$ mesuré, en fonction de la masse du fragment détecté. Les courbes régulières ont été obtenues à l'aide d'un modèle très simplifié, qui considère le système composite comme deux gouttes liquides de matière nucléaire, interagissant à une distance de 2 fermi par interaction Coulombienne. Pour une répartition de masse donnée, on calcule alors la répartition de charge qui minimise l'énergie totale du système, ce qui donne le rapport N/Z le plus probable des fragments. On a donc :

$$E_{tot} = E_{LD}(qp) + E_{LD}(qc) + V_c, \tag{3.5}$$

où $E_{LD}(qp)$ et $E_{LD}(qc)$ représentent l'énergie du quasi-projectile et de la quasi-cible, calculées selon la formule de la goutte liquide proposée par Myers and Swiatecki [Myer 66] (en négligeant le terme d'appariement), et V_c représente l'énergie potentielle d'interaction Coulombienne entre les deux sphères. On calcule Z_{qp} et Z_{qc} tels que :

$$\left(\frac{dE_{tot}}{dZ_{qp}}\right)_{A_{qp},A_{qc}} = 0. \tag{3.6}$$

On prend, pour l'énergie Coulombienne :

$$V_c = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Z_{qp}Z_{qc}}{1,2 \cdot (A_{qp}^{1/3} + A_{qc}^{1/3}) + 2} \tag{3.7}$$

Sur la figure 3.12.B (à droite), les triangles reliés par des lignes pointillées donnent les rapports $< N/Z >$ mesurés expérimentalement. Les données représentées par des cercles reliés par des traits pleins sont obtenues dans le cadre du modèle décrit précédemment, mais en considérant les effets de l'évaporation de particules. Ces calculs supposent que les produits de la collision se partagent l'énergie d'excitation, de l'ordre de 100 MeV, proportionnellement à leur masse.

On constate que ce modèle relativement simple reproduit de manière satisfaisante les observations expérimentales. Le rapport N/Z moyen des produits de la réaction, avant évaporation de particules, est bien estimé par le modèle proposé. On observe sur la figure du gauche, pour laquelle les rapports N/Z les plus probables correspondent à des isotopes proches de la stabilité, que

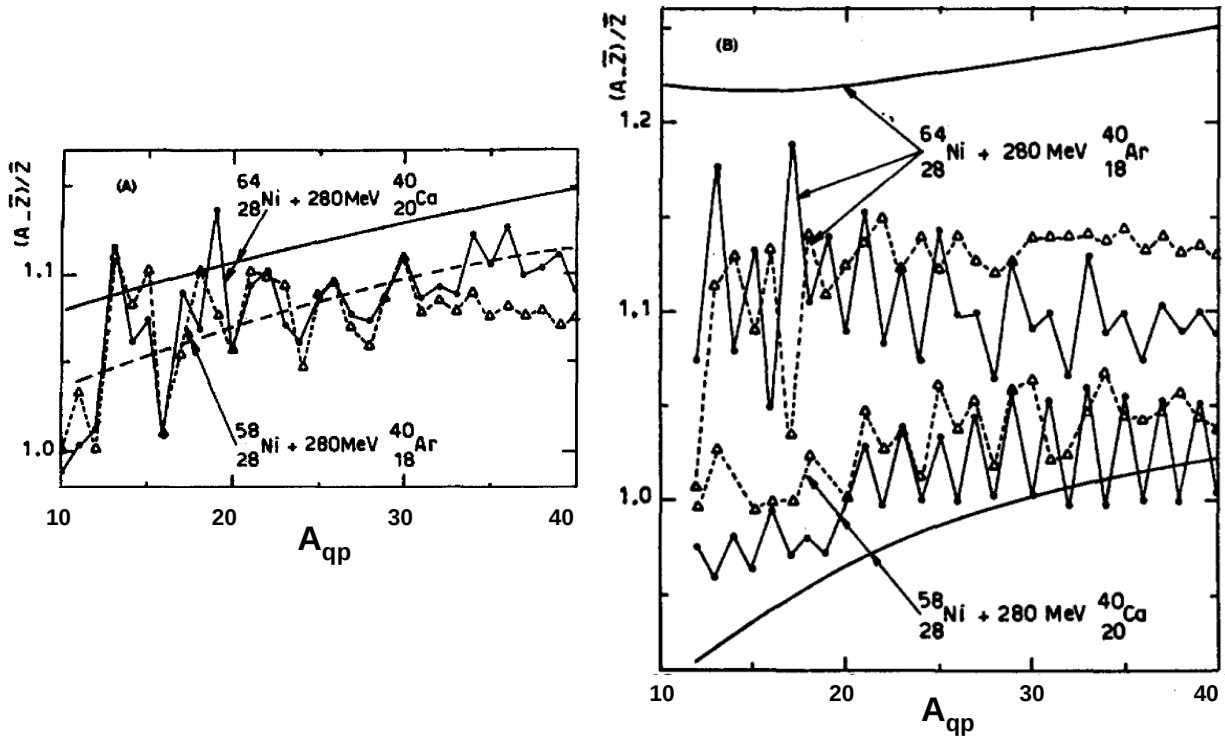

FIGURE 3.12 – Rapport $< N/Z >$ en fonction de la masse du quasi-projectile détecté, pour les différents couples faisceau-cible étudiés dans [Gatt 75a].

l'évaporation modifie peu les rapports N/Z finaux. En revanche, pour des rapports N/Z exotiques (figure de droite), les rapports N/Z finaux sont fortement influencés par l'évaporation de particules, en particulier dans le cas du système $^{64}Ni +^{40} Ca$ qui correspond au système composite le plus riche en neutron.

En effet, pour les noyaux proches de la stabilité, le rapport des largeurs d'émission proton et neutron, Γ_p/Γ_n est proche de 1, ce qui conduit à une évaporation symétrique qui ne modifie pas significativement le rapport $< N/Z >$. Du côté déficient en neutrons de la vallée de stabilité ($N/Z = 1,04$), on a $\Gamma_p/\Gamma_n \sim 4$ contre $\Gamma_n/\Gamma_p > 100$ du côté riche en neutrons ($N/Z = 1,26$). L'évaporation de neutrons est donc largement favorisée pour les noyaux riches en neutrons. L'évaporation de protons est également favorisée pour les noyaux déficients en neutrons, mais de manière moins marquée.

L'évaporation de particules induit ainsi une modification importante du rapport N/Z moyen des produits des collisions profondément inélastiques, surtout lorsque les noyaux produits sont éloignés de la vallée de stabilité. Cependant, les résultats présentés ci-dessus ont été obtenus à une énergie de l'ordre de $2 \cdot B_c$, ce qui conduit à une énergie d'excitation d'environ 100 MeV à répartir entre les fragments. Une énergie incidente plus faible doit permettre de réduire cette énergie d'excitation, limitant ainsi le phénomène d'évaporation de particules.

3.4.1.4 Distribution de masse associée aux différents isotopes produits

Le tableau 3.2 présente, en fonction du nombre de protons, la masse moyenne des quasi-projectiles détectés à $\theta_{lab} = 30^{\circ}$ (i.e. $\theta > \theta_{gr}$), ainsi que la largeur à mi-hauteur de la distribution de masse correspondante, pour la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni [Gatt 75a]. On notera que la largeur à mi-hauteur des distributions de masse observées atteint au maximum 3,1. Le nombre d'isotopes produits, pour un Z donné, est donc relativement faible. La figure 3.13 présente la distribution de masse correspondant aux isotopes de P ($Z = 15$).

TABLE 3.2 – Valeur moyenne et largeur à mi-hauteur de la distribution de masse mesurée pour différentes valeur de Z, à $\theta_{lab} = 30^{\circ}$, dans la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni [Gatt 75a].

Z	<M>	FWHM
5	10,6	1,9
6	12,3	1,6
7	14,6	2,0
8	16,5	1,7
9	18,9	2,7
10	20,9	2,9
11	23,1	1,7
12	25,1	2,6
13	27,4	1,8
14	29,3	2,6
15	31,6	2,1
16	33,8	2,1
17	35,9	2,8
18	38,1	2,6
19	40,3	3,1
20	42,6	3,0
21	44,9	2,7

3.4.2 Distribution de masse des produits de collisions profondément inélastiques

L'asymétrie des rapports N/Z en voie d'entrée est relaxée avant tout réarrangement de masse entre les deux noyaux. La distribution de masse globale des produits de collisions profondément inélastiques, avant évaporation de particules, est donc directement liée à la distribution du nombre de protons Z.

3.4.2.1 Évolution des diagrammes de Wilczynski avec le nombre de protons

La figure 3.14 montre les diagrammes de Wilczynski observés selon le nombre de protons Z du quasi-projectile, dans la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni [Gatt 75a]. Le cas $Z = 19$, qui présente un maximum très prononcé à θ_{gr}, est le plus favorisé pour les événements de type quasi-élastiques. Lorsqu'on considère les quasi-projectiles ayant un nombre de protons de plus en plus éloigné de celui du noyau incident, le maximum est de moins en moins prononcé et se déplace vers les petits angles, et vers une perte d'énergie plus importante. Pour des quasi-projectiles très éloignés, la

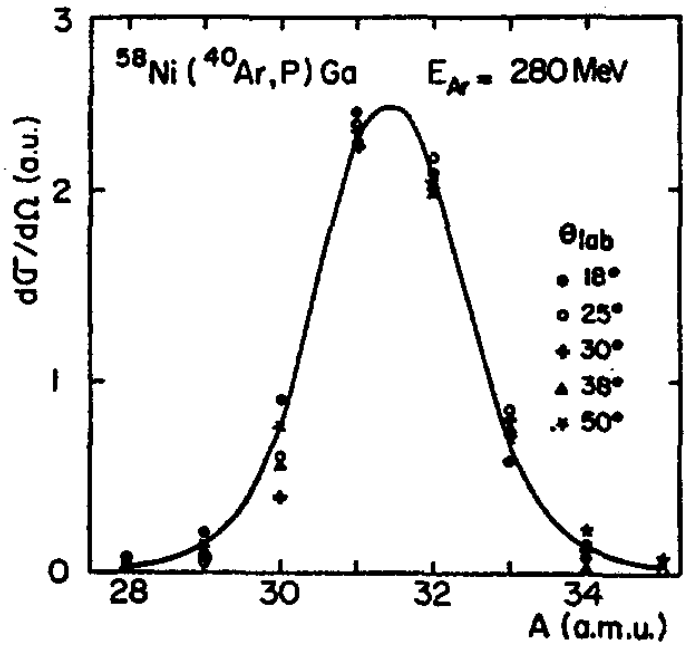

FIGURE 3.13 – Distribution de masse mesurée à différents angles pour les isotopes de P, dans la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni [Gatt 75a].

perte d'énergie constante, et la distribution angulaire très plate montrent que seules les collisions profondément inélastiques contribuent à la section efficace.

3.4.2.2 Évolution de la distribution angulaire avec le nombre de protons

La figure 3.15 [Agar 77] montre l'évolution de la distribution angulaire des quasi-projectiles détectés dans la réaction ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni, selon le nombre de protons. Pour les quasi-projectiles dont le numéro atomique Z est proche de celui du noyau incident, on observe un maximum de section efficace proche de θ_{gr}. Lorsqu'on considère des quasi-projectiles de plus en plus éloignés du noyau incident, le maximum se déplace vers $\theta = 0^{\circ}$. Ce maximum est d'autant moins prononcé que le quasi-projectile est éloigné du noyau incident. Pour $Z > 24$ et $Z < 13$, la distribution observée est quasiment plate.

3.4.2.3 Évolution de la distribution angulaire avec le degré d'inélasticité de la collision

La figure 3.16 [Agar 77] montre la distribution angulaire des quasi-projectiles $Z = 18$ et $Z = 14$, pour différentes plages d'énergie cinétique, au cours de la réaction ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni. On constate que la distribution angulaire est d'autant plus plate que la relaxation de l'énergie est importante, quelle que soit la quantité de masse échangée au cours de la réaction.

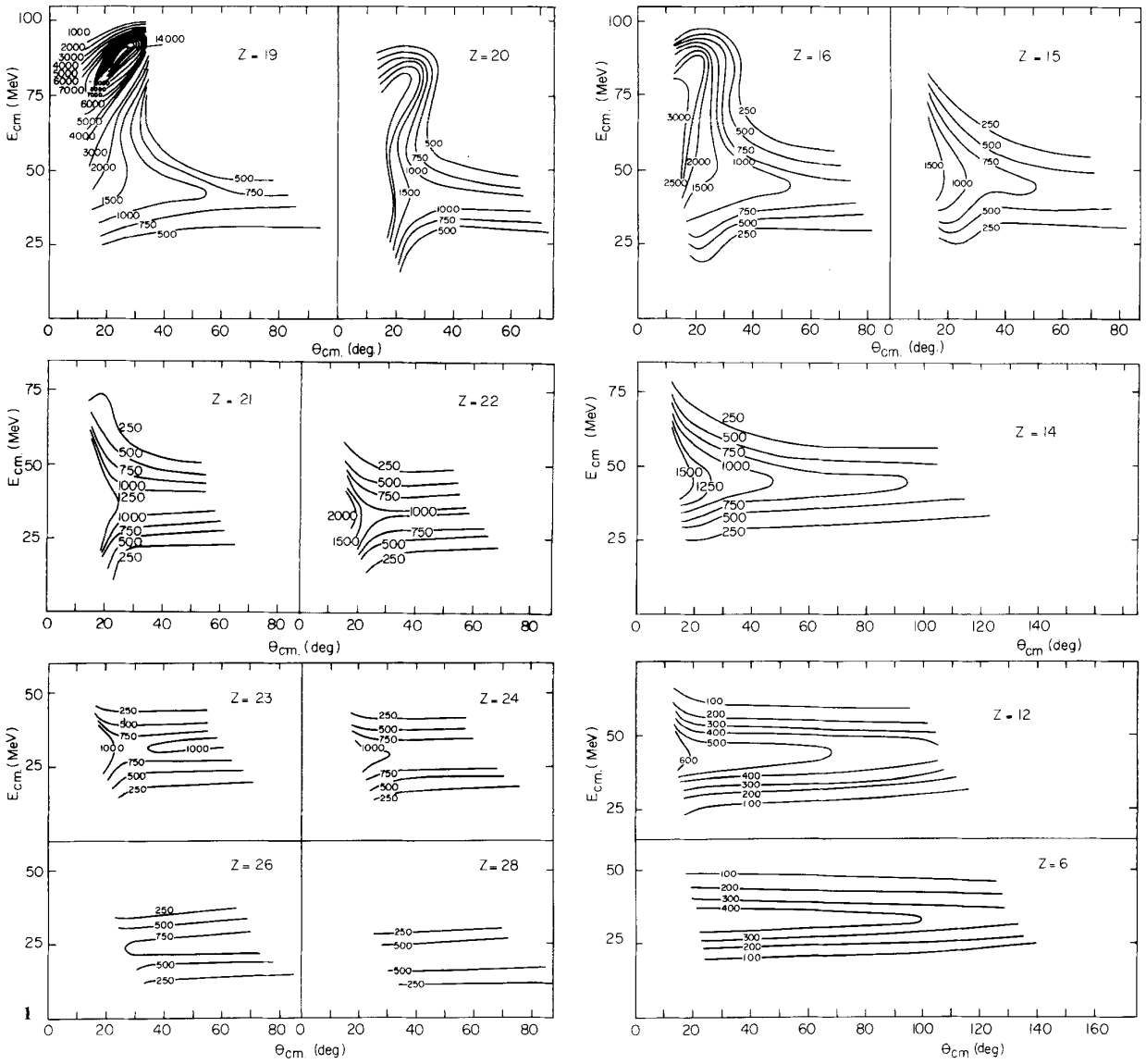

FIGURE 3.14 – Diagrammes de Wilczynski obtenus pour différentes valeurs du nombre de protons dans la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni [Gatt 75a]. La section efficace $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$ est donnée en $\mu b/(MeV \cdot rad)$.

L'étude des distributions angulaires permet ainsi de séparer les composantes quasi-élastique et relaxée. Pour les quasi-projectiles proches du noyau incident, la distribution angulaire observée est une superposition des distributions angulaires correspondant à chacune des deux composantes. Lorsqu'on considère des quasi-projectiles éloignés du noyau incident, la section efficace de transfert quasi-élastique devient négligeable, et la distribution observée correspond uniquement à des collisions relaxées. Les collisions profondément inélastiques se caractérisent donc par une distribution angulaire des fragments relativement plate, avec un maximum "artificiel" de la section efficace

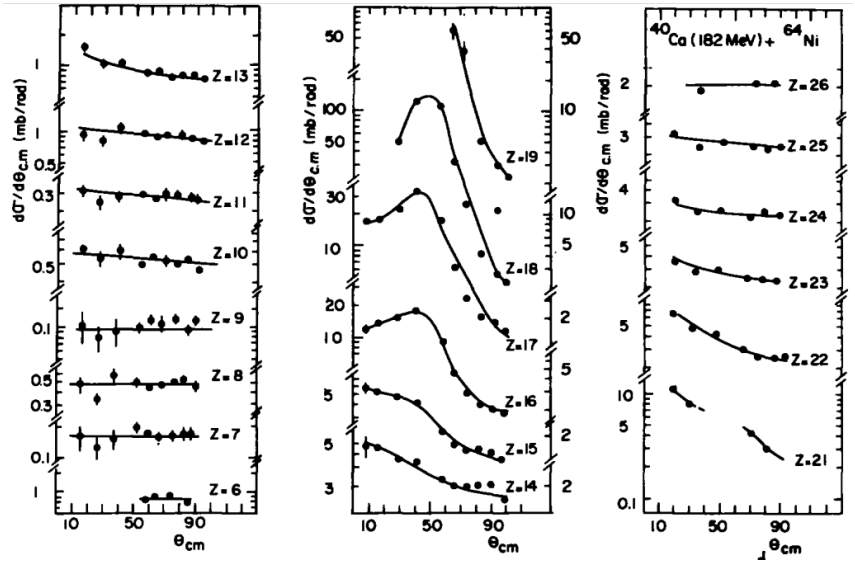

FIGURE 3.15 – Distribution angulaire des quasi-projectiles en fonction du nombre de protons Z, pour la réaction ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni [Agar 77].

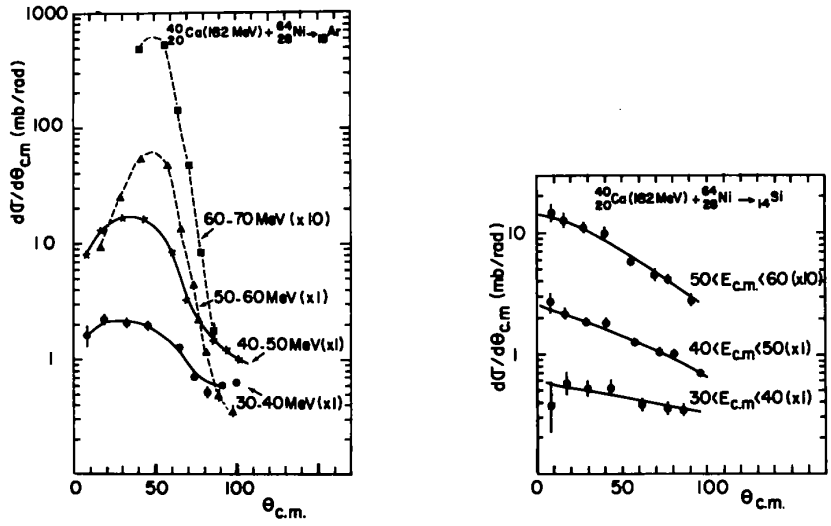

FIGURE 3.16 – Distribution angulaire des quasi-projectiles $Z = 18$ (à gauche) et $Z = 14$ (à droite) selon la perte d'énergie, pour la réaction ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni [Agar 77].

à 0°, du fait de la symétrie par rapport à l'axe faisceau.

3.4.2.4 Évolution de la section efficace avec la masse

La figure 3.17 [Gatt 75b] montre l'évolution de la section efficace pour les collisions profondément inélastiques, en fonction du nombre de protons du quasi-projectile détecté, pour la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni. La figure de gauche montre la section efficace différentielle

$d\sigma/d\theta$ mesurée à différents angles. La figure de droite montre la section efficace intégrée sur tout l'angle solide, en supposant une distribution angulaire de forme exponentielle.

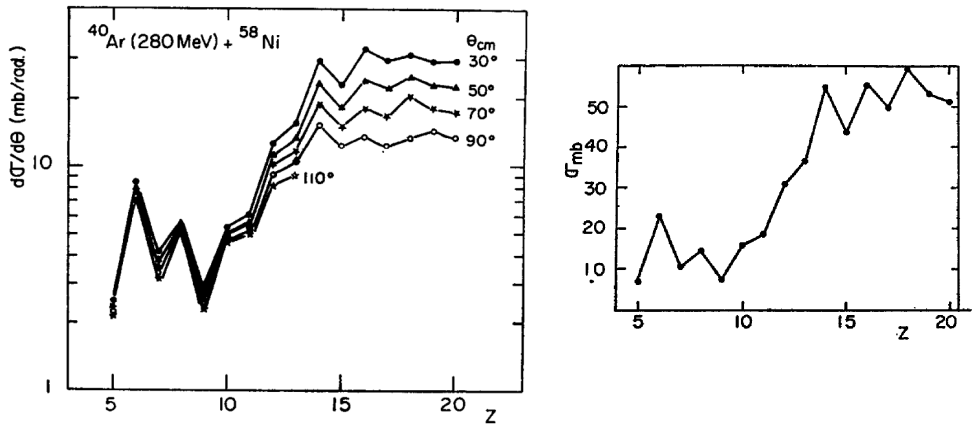

FIGURE 3.17 – Mesure à différents angles de la section efficace différentielle $d\sigma/d\theta$ en fonction du nombre de protons du quasi-projectile (à gauche) et section efficace totale (à droite), pour la réaction ^{40}Ar (280 MeV) $+^{58}Ni$ [Gatt 75b].

La distribution est presque plate pour une valeur de $\Delta Z = Z_{qp} - Z_p$ comprise entre -4 et $+2$. Les quasi-projectiles correspondant à $\Delta Z > 2$ n'ont pas pu être détectés dans cette expérience. Pour $\Delta Z < -4$ la section efficace décroit exponentiellement lorsque Z_{qp} décroit.

3.4.3 Section efficace totale et influence de l'énergie incidente

3.4.3.1 Influence de l'énergie incidente sur l'allure des diagrammes de Wilczynski

La figure 3.18 montre les diagrammes de Wilczynski obtenus pour des valeurs de Z plus ou moins éloignées du Z incident, dans les réactions ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni (en haut) et ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni (en bas). La figure de gauche correspond à un quasi-projectile proche du noyau incident ($Z = 18$ et $Z = 19$), et la figure de droite correspond à un quasi-projectile relativement éloigné ($Z = 14$).

On remarque que pour une énergie incidente plus faible, les composantes quasi-élastique et relaxée, que l'on peut observer sur la figure de gauche, se superposent partiellement. En effet, l'énergie correspondant aux collisions relaxées reste la même quelle que soit l'énergie incidente, alors que l'énergie correspondant aux collisions quasi-élastiques diminue. Lorsqu'on considère le cas d'un quasi-projectile éloigné du noyau incident, pour lequel la section efficace quasi-élastique devient négligeable, l'allure du diagramme de Wilczynski est la même quelle que soit l'énergie incidente.

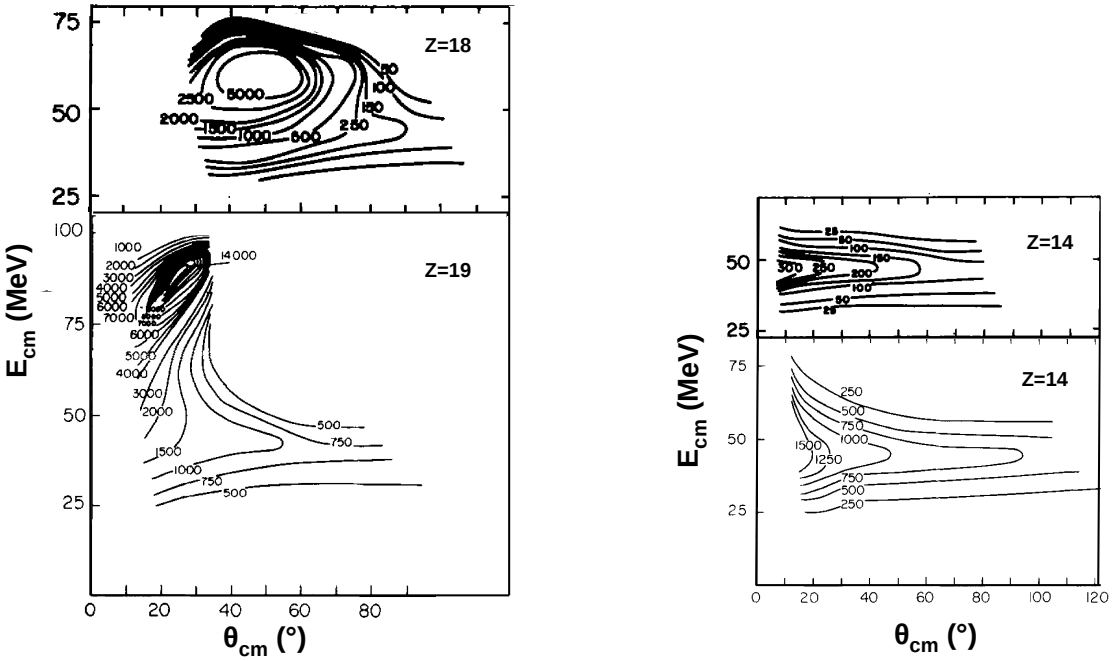

FIGURE 3.18 – Diagrammes de Wilczynski obtenus pour différentes valeurs de Z, dans les réactions ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni (en haut) et ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni (en bas). La section efficace $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$ est donnée en $\mu b/(MeV \cdot rad)$.

TABLE 3.3 – section efficace relative au différents processus de collisions lors des réactions ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni ($E_{cm}/B_c = 1,25$) et ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni ($E_{cm}/B_c = 2,05$).

	σ_{tot}	σ_{DIC}	σ_{NC}
^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni	1060	315 ± 80	800 ± 100
^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni	1850	700 ± 100	900 ± 120

3.4.3.2 Section efficace relative aux collisions profondément inélastiques

Le tableau 3.3 présentent la section efficace totale σ_{tot}, la section efficace relative à la formation d'un noyaux composé σ_{NC}, et la section efficace pour les collisions profondément inélastiques σ_{DIC}, lors des réactions ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni ($E_{cm}/B_c = 1,25$) [Agar 77] et ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni ($E_{cm}/B_c = 2,05$) [Gatt 75b]. Dans le cas premier cas, la séparation entre la composante quasi-élastique et la composante relaxée est peu marquée (voir fig. 3.18), et la section efficace présentée est la somme des deux contributions ($\sigma_{QE} + \sigma_{DIC}$). La section efficace pour les collisions profondément inélastiques n'est donc pas négligeable par rapport à la section efficace de formation d'un noyau composé, et la part de ces collisions augmente avec l'énergie incidente.

3.5 Perspectives d'utilisation des mécanismes profondément inélastiques comme moyen de production de noyaux exotiques riches en neutrons

Il apparaît donc, au vu des résultats expérimentaux disponibles, que les réactions profondément inélastiques entre ions lourds sont susceptibles de constituer un moyen efficace de production de noyaux riches en neutrons à haute énergie d'excitation et à haut moment angulaire. Il est pour cela nécessaire de choisir de manière adaptée le couple projectile-cible, ainsi que l'énergie incidente. L'utilisation de ces réactions pour la production et l'étude d'espèces nouvelles peut être envisagée selon différents angles d'attaque :

- on peut positionner un spectromètre autour de 0°, où la section efficace est maximale, afin d'identifier les noyaux produits. En plus de permettre une identification complète des espèces produites, le spectromètre permet de rejeter les noyaux du faisceau qui ressortent de la cible sans interagir.
- on peut détecter et identifier les fragments émis au-delà de l'angle de *grazing*, ce qui permet de s'affranchir de la diffusion élastique du faisceau sur la cible.

L'expérience réalisée au cours de ce travail de thèse pour produire des noyaux riches en neutrons de la couche fp, se base sur la seconde approche. Nous avons ainsi choisi de détecter et d'identifier en Z, grâce à des télescopes silicium $\Delta E - E$, les quasi-projectiles émis au-delà du *grazing*. La détection des photons γ émis à l'arrêt par la quasi-cible stoppée dans la cible épaisse doit permettre une identification complémentaire des produits de la réaction.

Chapitre 4

Étude de la composante profondément inélastiques dans les collisions ^{36}S (154 MeV) + ^{70}Zn, pour la production de noyaux exotiques riches en neutrons

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, les collisions profondément inélastiques entre ions lourds, à des énergies de l'ordre de $1,5$ à $2,5 \cdot B_c$ ont été largement étudiées par le passé. Nous avons décidé d'utiliser ce type de mécanisme de réaction afin de produire, à haute-énergie d'excitation, des noyaux exotiques riches en neutrons de la couche fp. Nous avons pour cela réalisé une expérience exploratoire, auprès du tandem d'Orsay, visant à identifier, puis étudier par spectroscopie γ, des noyaux produits par ce type de mécanismes.

Une extrapolation des résultats expérimentaux décrits au chapitre 3 nous a aidé à déterminer le couple faisceau-cible, l'énergie, et le dispositif expérimental les plus adaptés pour produire, puis identifier les noyaux d'intérêt. Nous avons également dû tenir compte des contraintes expérimentales liées à l'accélérateur tandem lui-même, en termes d'énergie, d'intensité, et de faisceaux disponibles. Les contraintes liées à la cinématique de la réaction ont également largement guidé les choix effectués.

Nous avons vu que ce mécanisme de réaction conduit à un maximum de section efficace localisé aux angles proches de 0°. Cependant, la section efficace de diffusion Rutherford est également très importante aux petits angles. La détection des quasi-projectiles aux petits angles nécessite donc de supprimer cette composante dominante, correspondant à la diffusion du faisceau autour de 0°, à haute énergie. La suppression de cette composante requiert l'utilisation d'un élément magnétique (spectromètre, solénoïde,...) dont nous ne disposions pas lors de cette expérience.

Nous avons donc choisi de détecter et d'identifier en Z les quasi-projectiles émis aux angles arrières, au-delà de l'angle de *grazing*, grâce à des télescopes $\Delta E - E$. Les quasi-cibles sont arrêtées par un support de tantale épais (*backing*), sur lequel repose l'isotope cible. La détection, en coïncidence avec les quasi-projectiles, des photons γ émis à l'arrêt par la quasi-cible, doit fournir une identification complémentaire des produits de la réaction, et éventuellement permettre de réaliser une étude de la quasi-cible par spectroscopie γ.

4.1 Choix de la réaction étudiée

Pour choisir de manière optimale le couple projectile-cible, nous avons estimé la section efficace de production des noyaux selon le couple utilisé, afin de tester la possibilité de produire des noyaux d'intérêt. Nous avons ainsi déterminé la distribution des rapports N/Z les plus probables en fonction du nombre de protons échangés. Nous avons également estimé la largeur de la distribution de masse associée à un nombre donné de protons échangés, ainsi que l'évolution de la section efficace en fonction de la quantité de masse échangée.

Pour prévoir la distribution des rapports N/Z les plus probables, nous avons utilisé le modèle de deux gouttes liquides en interaction, proposé par [Gatt 75b], et décrit en détail au chapitre 3. Nous avons vu que ce modèle permet de calculer de manière satisfaisante les rapports N/Z les plus probables avant évaporation de particules par les fragments.

Pour ce qui est de la distribution de masse globale, nous avons estimé que la section efficace devient négligeable au-delà d'un nombre de protons échangés supérieur à 6, ce qui équivaut en terme d'échange de masse, à un transfert de ~ 12 nucléons. Pour estimer les effets de l'évaporation, nous considérons que les fragments se répartissent l'énergie d'excitation proportionnellement à leur masse respective. L'écart type de la distribution de masse pour un Z donné étant de l'ordre de 1, on considère que seuls les isotopes ayant, au maximum, un neutron en plus ou en moins par rapport au rapport N/Z le plus probable, sont produits de manière significative.

4.1.1 Perspectives de production selon le couple faisceau-cible

Pour produire des quasi-cibles dans la région de la charte des noyaux visée par cette étude, nous avons choisi un noyau cible proche de cette région, ayant le rapport N/Z le plus élevé possible. Il est également nécessaire de choisir un projectile le plus riche en neutrons possible. Le tableau 4.1 recense les isotopes stables les plus riches en neutrons proche de la région de masse d'intérêt ainsi que leurs rapports N/Z respectifs.

TABLE 4.1 – Rapport N/Z des isotopes stable riche en neutrons dans la région de la charte des noyaux visée par cette étude.

$Isotope$	$^{36}_{16}S$	$^{48}_{20}Ca$	$^{64}_{28}Ni$	$^{70}_{30}Zn$	$^{76}_{32}Ge$	$^{82}_{34}Se$
N/Z	1,25	1,4	1,295	1,333	1,375	1,412

Les isotopes qui semble les plus propices à être utilisés comme noyaux cibles sont le ^{48}Ca et le ^{70}Zn. En effet, un transfert de quelques nucléons suffit à produire, à partir de ces noyaux, une quasi-cible dans la région d'intérêt de la charte des noyaux.

Les figures 4.1, 4.2 et 4.3 montrent les perspectives de production estimées pour différents couples faisceau-cibles, avant évaporation de particules. Les rapports N/Z les plus probables ont été déterminés grâce au modèle de deux gouttes liquides en interaction (cf équations 3.5, 3.6 et

3.7). Les courbes donnent les rapports N/Z les plus probables en fonction de la masse de la quasi-cible produite. La courbe en trait plein correspond au rapport N/Z de la quasi-cible tandis que la courbe en pointillés correspond au rapport N/Z du quasi-projectile complémentaire. La partie en bleu représente la région de masse dans laquelle la section efficace profondément inélastique est la plus importante ($\Delta Z \sim \pm 6$ ou $\Delta A \sim \pm 12$).

Nous avons vu que l'évaporation de particules a pour effet de réduire le rapport N/Z des produits finaux, dans le cas où les noyaux produits sont situés du côté riche en neutrons de la vallée de stabilité. Les fragments de la collision se partageant l'énergie d'excitation proportionnellement à leur masse, l'utilisation d'un projectile plus lourd permet de réduire l'énergie d'excitation de la quasi-cible, et donc de limiter l'évaporation de neutrons.

Le choix final du couple faisceau-cible doit également tenir compte d'autres contraintes, liées à l'accélérateur ainsi qu'à la cinématique de la réaction.

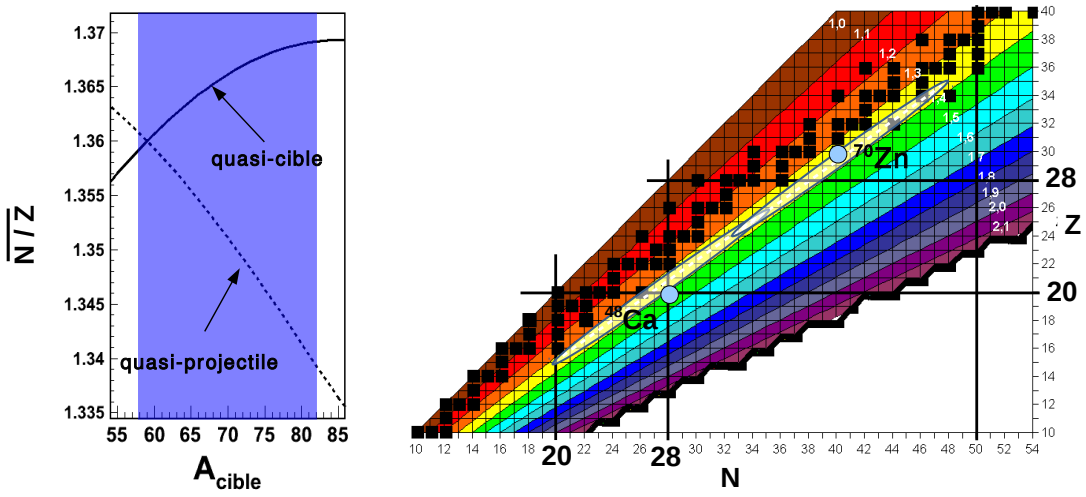

FIGURE 4.1 – Distribution des fragments de collisions profondément inélastiques avant évaporation de particules, pour la réaction $^{48}Ca + {}^{70}Zn$.

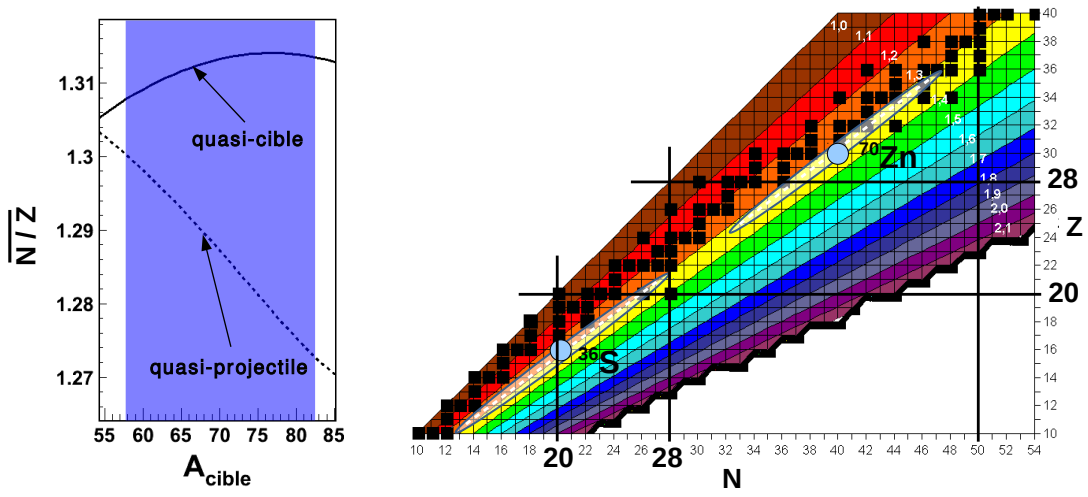

FIGURE 4.2 – Distribution des fragments de collisions profondément inélastiques avant évaporation de particules, pour la réaction $^{36}S + ^{70}Zn$.

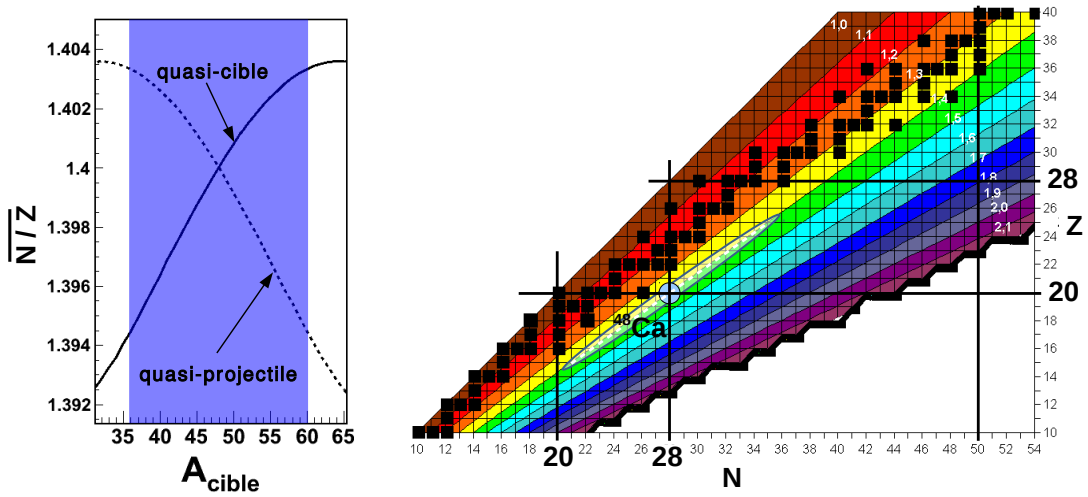

FIGURE 4.3 – Distribution des fragments de collisions profondément inélastiques avant évaporation de particules, pour la réaction $^{48}Ca + ^{48}Ca$.

4.1.2 Contraintes liées à l'accélérateur

L'utilisation de l'accélérateur tandem implique de forte contraintes sur le choix du faisceau. En effet, les sources d'ions utilisées permettent de produire uniquement des faisceaux d'ions stables, avec une intensité qui dépend fortement des propriétés chimiques de l'élément. La technologie utilisée pour l'accélération du faisceau limite également l'énergie maximale transférable au projectile.

La liste des faisceaux disponibles, ainsi que les intensités et les énergies maximales correspondantes sont répertoriées sur le site internet de l'IPN d'Orsay. On constate que l'énergie maximale transférable est de l'ordre de T_{lab} = 200 MeV pour la plupart des isotopes disponibles. Dans l'approximation non-relativiste, l'énergie cinétique dans le référentiel du centre de masse T_{cm} est donnée, en fonction de l'énergie cinétique dans le référentiel du laboratoire T_{lab}, et des masses respectives $M_{projectile}$ et M_{cible}, par la relation

$$T_{cm} = \frac{T_{lab}}{1 + \frac{M_{projectile}}{M_{cible}}}. \tag{4.1}$$

L'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse est une fonction croissante du rapport $\frac{M_{projectile}}{M_{cible}}$. La nécessité d'atteindre une énergie supérieure à la barrière Coulombienne limite donc le rapport $\frac{M_{projectile}}{M_{cible}}$ du couple projectile-cible utilisé. Parmi les éléments du tableau 4.1, seuls les faisceaux de S et de Ca peuvent, en pratique, être accélérés à une énergie suffisante.

L'accélération avec le tandem nécessite la création d'ions négatifs. Le calcium, qui appartient à la deuxième colonne du tableau périodique des éléments, accepte difficilement un électron supplémentaire. L'élément S possède, lui, une affinité électronique importante. L'intensité nominale pour un faisceau de S est largement supérieure à l'intensité nominale pour un faisceau de Ca. Le faisceau de ^{36}S a donc été choisi afin de disposer d'une intensité suffisante pour observer les collisions profondément inélastiques.

4.1.3 Contraintes liées à la détection des particules chargées

Le dispositif expérimental prévoit l'utilisation d'une cible épaisse. Une faible épaisseur de matière constituée de l'isotope cible repose sur le *backing* destiné à stopper les fragments émis vers l'avant. La faible épaisseur du substrat assure ainsi que les collisions sur les noyaux cibles aient lieu en surface. Du fait de leur faible énergie cinétique, les fragments produits lors de collisions profondément inélastiques ne peuvent sortir de la cible, et atteindre un détecteur, que s'ils sont réémis en direction de la surface d'entrée, où l'épaisseur de matière est faible. Même si la section efficace dans le référentiel du centre de masse est peu dépendante de l'angle d'émission, il n'en est pas de même lorsqu'on se place dans le référentiel du laboratoire, où la vitesse de déplacement du centre de masse induit une focalisation vers les angles avant. Les émissions aux angles arrières dans le référentiel du laboratoire peuvent être fortement défavorisées, voir interdites par la cinématique.

Un choix judicieux du couple *projectile-cible*, ainsi qu'une optimisation de la géométrie du dispositif *cible-détecteur* doit permettre de répondre aux exigences imposées par la cinématique.

4.1.3.1 Cinématique des collisions profondément inélastiques

Le paramètre $\beta = v/c$ pour des ions lourds à une énergie de 200 MeV est de l'ordre de 0,1. On se placera donc dans l'approximation non-relativiste. On supposera également que la vitesse du centre de masse reste constante au cours d'une collision, ce qui est le cas lorsque le Q de réaction est négligeable devant les masses mises en jeu. L'angle d'émission θ dans le référentiel du laboratoire est donné, en fonction de l'angle d'émission $\bar{\theta}$ dans le référentiel du centre de masse, par la relation :

$$\tan\theta = \frac{\sin\bar{\theta}}{\cos\bar{\theta} + K} \tag{4.2}$$

avec :

$$K = \frac{B}{\bar{\beta}}, \tag{4.3}$$

où B la vitesse du centre de masse dans le référentiel du laboratoire et $\bar{\beta}$ est la vitesse du noyau considéré dans le référentiel du centre de masse.
Le paramètre K permet donc d'effectuer le changement de référentiel, et de prévoir l'énergie des fragments dans le référentiel du laboratoire. Nous allons voir comment calculer K pour les fragments de collisions profondément inélastiques, et en déduire leur énergie dans le référentiel du laboratoire, en fonction de l'angle, et de la quantité de masse échangée au cours de la collision.

Pour une cible initialement au repos, la vitesse du centre de masse est donnée, en fonction de la masse du projectile M_p et de la cible M_c, et de l'énergie incidente dans le référentiel du centre de masse $\bar{T}_{in}$, par la relation :

$$B = \sqrt{\frac{2\,\bar{T}_{in}}{M_c} \cdot \frac{1}{1+\frac{M_c}{M_p}}} \tag{4.4}$$

En supposant que les fragments issus d'une collision profondément inélastiques se répartissent l'énergie d'excitation E_x proportionnellement à leur masse, on obtient pour la vitesse d'un fragment de masse M dans le référentiel du centre de masse :

$$\bar{\beta} = \sqrt{\frac{2\,\bar{T}_{out}}{M} \cdot \frac{1-\frac{Q+M}{M_p+M_c}}{1+\frac{E_x-Q}{M_p+M_c}}}, \tag{4.5}$$

où $\bar{T}_{out}$ est l'énergie cinétique dans la voie de sortie, dans le référentiel du centre de masse. Les différentes masses ainsi que la valeur de Q correspondent aux noyaux produits dans leur état fondamental, et par conservation de l'énergie, on a $E_x = \bar{T}_{in} - \bar{T}_{out} + Q$. On peut alors exprimer le paramètre K par la relation :

$$K = \sqrt{\frac{\bar{T}_{in}}{\bar{T}_{out}} \frac{M}{M_c} \frac{1}{1+\frac{M_c}{M_p}} \frac{1+\frac{E_x-Q}{M_p+M_c}}{1-\frac{Q+M}{M_p+M_c}}}. \tag{4.6}$$

Si on remplace le rapport des masses par le rapport des nombres de nucléons, et que l'on suppose $Q \ll M$, et $E_x - Q \ll M_p + Mc$, on obtient l'expression simplifiée :

$$K = \sqrt{\frac{\bar{T}_{in}}{\bar{T}_{out}} \frac{A}{A_c} \frac{1}{1+\frac{A_c}{A_p}} \frac{1}{1-\frac{A}{A_p+A_c}}}. \tag{4.7}$$

On voit que le paramètre K d'un fragment dépend uniquement de sa masse, des masses respectives des noyaux incidents, et de l'énergie cinétique dans les voies d'entrée et de sortie.

On choisi l'énergie incidente $\bar{T}_{in}$ proportionnelle à l'énergie de la barrière coulombienne dans la voie d'entrée, soit $\bar{T}_{in} = C \cdot B_{in}$, avec $C \sim 1,5$. L'énergie cinétique finale $\bar{T}_{out}$ est de l'ordre de l'énergie Coulombienne B_{out} du système dans la voie de sortie. On a donc :

$$\frac{\bar{T}_{in}}{\bar{T}_{out}} = C \cdot \frac{Z_p Z_c}{Z \cdot (Z_p + Z_c - Z)} \frac{R_{out}}{R_{in}}. \tag{4.8}$$

Le rapport R_{out}/R_{in} des rayons d'interaction dans les voies d'entrée et de sortie vaut :

$$\frac{R_{out}}{R_{in}} = \frac{r_0 \left(A^{1/3} + (A_p + A_c - A)^{1/3} \right) + 2}{r_0 \left(A_p^{1/3} + A_c^{1/3} \right) + 2}. \tag{4.9}$$

On peut ainsi calculer le paramètre K d'un noyau produit lors d'une collision profondément inélastique, avant tout processus de désexcitation, connaissant uniquement sa masse et sa charge.

Dans le cas où la vitesse du noyau dans le référentiel du centre de masse est plus faible que la vitesse du centre de masse dans le référentiel du laboratoire ($K > 1$), il existe un angle limite θ_{max} dans le référentiel du laboratoire, au delà duquel on ne peut détecter le noyau considéré. La valeur de cet angle est donnée par :

$$\tan \theta_{max} = \frac{1}{\sqrt{K^2 - 1}}. \tag{4.10}$$

On peut voir sur la figure 4.4 l'évolution de l'angle θ_{max} du quasi-projectile (en noir) et de la quasi-cible (en rouge), en fonction de la masse de la quasi-cible produite dans les collisions $^{48}Ca + ^{48}Ca$ (figure de gauche) et $^{36}S + ^{70}Zn$ (figure de droite) à une énergie $T_{cm}/B_c = 1,5$. La région de masse où sont attendues les quasi-cibles majoritairement produites est représentée en gris. On voit clairement ici l'intérêt d'utiliser un couple faisceau-cible asymétrique. Les fragments complémentaires des quasi-cibles les plus produites sont alors détectables aux angles arrière, ce qui n'est pas le cas pour le couple symétrique.

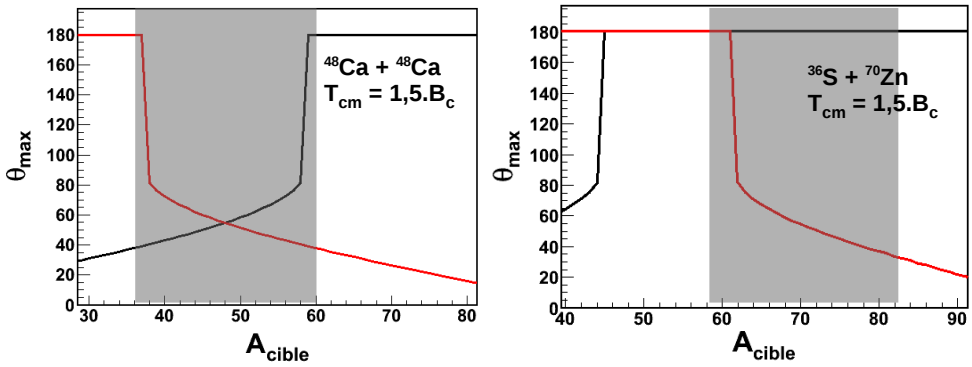

FIGURE 4.4 – Estimation de l'angle limite pour les fragments de collisions profondément inélastiques (quasi-cible en rouge et quasi-projectile en noir) en fonction de la masse de la cible, pour les réactions $^{48}Ca + ^{48}Ca$ et $^{36}S + ^{70}Zn$ à une énergie $T_{cm}/B_c = 1,5$.

Cependant, même dans le cas où $K < 1$, la valeur de ce paramètre reste critique en ce qui concerne la détection des fragments de collisions profondément inélastiques aux angles arrières. En effet, une valeur de K proche de 1 induit une large distorsion de la distribution angulaire entre le référentiel du centre de masse et le référentiel du laboratoire. La valeur de K est d'autant plus faible que la vitesse du centre de masse est faible, ce qui nous a conduit à choisir une cible de ^{70}Zn et un faisceau de ^{36}S. Il n'y a alors pas d'angle limite pour la détection des fragments légers produits par collisions inélastiques. On a alors la transformation inverse de 4.2 :

$$\tan\bar{\theta} = \frac{\sin\theta}{\cos\theta - K'}, \tag{4.11}$$

avec :

$$K' = \frac{B}{\beta}, \tag{4.12}$$

où β est la vitesse du noyau considéré dans le référentiel du laboratoire. La valeur de K' dépend

de l'angle θ dans le référentiel du laboratoire, et on a

$$K' = \frac{1}{\cos\theta\left(1+\sqrt{1-\frac{1-1/K^2}{\cos^2\theta}}\right)} \qquad si\ \theta < \frac{\pi}{2} \tag{4.13}$$

$$K' = \frac{1}{\cos\theta\left(1-\sqrt{1-\frac{1-1/K^2}{\cos^2\theta}}\right)} \qquad si\ \theta > \frac{\pi}{2} \tag{4.14}$$

On peut voir sur la figure 4.5 la courbe $\bar{\theta} = f(\theta)$, pour des fragments de collisions profondément inélastiques de masse proche de celle du projectile ($A = A_p$, $A_p \pm 5$, $A_p \pm 10$), produits par la réaction $^{36}S + ^{70}Zn$ à $T_{cm}/B_c = 1,5$.

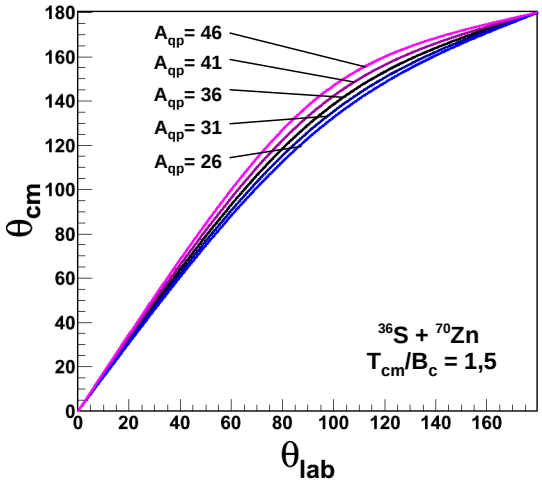

FIGURE 4.5 – Evolution de l'angle θ_{cm} en fonction de l'angle θ_{lab}, pour la réaction $^{36}S + ^{70}Zn$ à $T_{cm}/B_c = 1,5$.

On peut déterminer, à partir de K', l'énergie cinétique dans le référentiel du laboratoire :

$$T_{lab} = \frac{1}{2} M \left(\frac{B}{K'}\right)^2, \tag{4.15}$$

En supposant que le nombre de protons d'un fragment d'une masse donnée est égal au Z le plus probable, on peut calculer l'énergie des fragments en fonction de l'angle de diffusion dans le référentiel du laboratoire, selon le nombre de nucléons échangés. La figure 4.6 montre cette évolution pour différentes valeurs de la masse du quasi-projectile ($A = A_p$, $A_p \pm 5$, $A_p \pm 10$).

Le changement de référentiel induit également une distorsion de la section efficace. Le rapport des sections efficaces différentielles entre les deux référentiels, dépend uniquement de l'angle considéré et de la valeur de K. On a :

$$\frac{(d\sigma/d\Omega)_\theta}{\left(d\bar{\sigma}/d\bar{\Omega}\right)_{\bar{\theta}}} = \frac{\left[\sqrt{1-K^2\sin^2\theta}+K\cos\theta\right]^2}{\sqrt{1-K^2\sin^2\theta}} \tag{4.16}$$

On peut voir sur la figure 4.7 l'évolution du rapport des sections efficaces en fonction de l'angle θ_{lab}, pour les fragments ayant une masse voisine de celle du noyau incident ($A = A_p$, $A_p \pm 5$, $A_p \pm 10$).

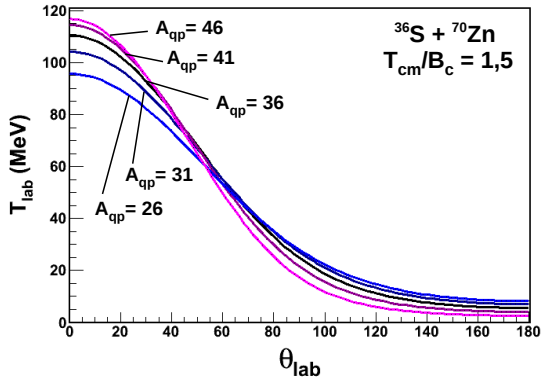

FIGURE 4.6 – Energie cinétique T_{lab} des fragments légers produits lors de collisions profondément inélastiques, en fonction de l'angle θ_{lab}, pour la réaction ^{36}S + ^{70}Zn à $T_{cm}/B_c = 1,5$.

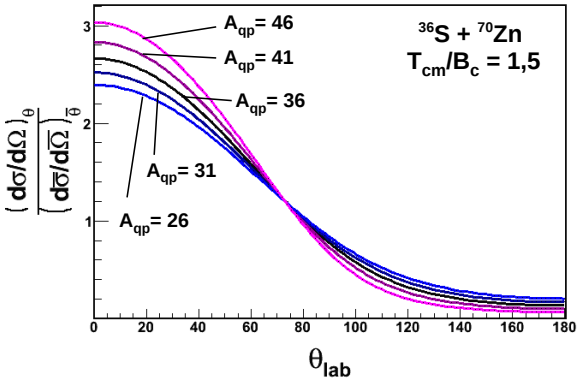

FIGURE 4.7 – Rapport des sections efficaces différentielles en fonction de l'angle d'émission du fragment léger θ_{lab}, pour la réaction ^{36}S + ^{70}Zn à $T_{cm}/B_c = 1,5$.

4.1.3.2 Détection des particules aux angles arrière

Nous avons vu que la détection des fragments impose de placer les détecteurs de particules face à la surface de la cible de ^{70}Zn directement exposée au faisceau. Lorsque la cible est perpendiculaire à l'axe faisceau, seuls les fragments émis au-delà de $\theta_{lab} = 90^\circ$ peuvent être détectés, comme on peut le voir sur la figure 4.8. Comme le montre la figure 4.7, on a $(d\sigma/d\Omega)_\theta \,/\, \left(d\bar{\sigma}/d\bar{\Omega}\right)_{\bar{\theta}} < 1$, pour $\theta > 90^\circ$. Au contraire, pour $\theta < 80^\circ$, on a $(d\sigma/d\Omega)_\theta \,/\, \left(d\bar{\sigma}/d\bar{\Omega}\right)_{\bar{\theta}} > 1$. Il est donc préférable de détecter les fragments à un angle inférieur à 80°, pour maximiser la section efficace.

En positionnant la cible avec un angle inférieur à 90° par rapport à l'axe du faisceau, on peut détecter les particules à un angle $\theta_{lab} < 90^\circ$. Nous avons choisi un angle d'incidence de 45°, ce qui permet de détecter les quasi-projectiles à partir de $\theta_{lab} = 45^\circ$ (voir figure 4.8).

Les détecteurs de particules ont été positionnés respectivement à 66° et 109° dans le référentiel du laboratoire. Le second détecteur n'a pu être positionné à $\theta < 90^\circ$ du fait du manque d'espace disponible à l'intérieur de la chambre à réaction.

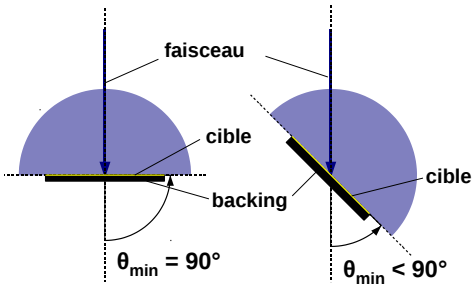

FIGURE 4.8 – Variation de la plage angulaire pour la détection des fragments selon l'angle de la cible.

4.2 Dispositif expérimental

4.2.1 Couple faisceau-cible

La barrière Coulombienne pour le couple faisceau-cible utilisé, vaut B_c = 63,3 MeV. Le faisceau de ^{36}S est accéléré à une énergie de $T_{lab} = 154$ MeV par l'accélérateur tandem d'Orsay, et focalisé sur une cible de ^{70}Zn d'épaisseur 1 μm, positionnée à 45° par rapport à l'axe du faisceau. Le substrat de ^{70}Zn est déposé sur un *backing* de ^{181}Ta d'épaisseur 15 μm. Le substrat de ^{70}Zn est recouvert d'une feuille d'or de très faible épaisseur ($\sim$ 10 nm), destinée à prévenir l'oxydation du zinc, et qui sera par la suite négligée dans les calculs de perte d'énergie. Aux énergies considérées, la perte d'énergie des ions lourds dans l'épaisseur de la cible de ^{70}Zn est relativement importante. Le tableau 4.2 donne en fonction de la profondeur de l'interaction dans la cible, l'énergie cinétique correspondante, dans le référentiel du laboratoire, et dans le référentiel du centre de masse. Les calculs de perte d'énergie présentés dans ce chapitre ont été effectués à l'aide du calculateur du programme LISE++ [Bazi 02].

TABLE 4.2 – Paramètres de la réaction en fonction de la profondeur de l'interaction dans la cible de ^{70}Zn.

Position de l'interaction	entrée	milieu	sortie
Profondeur (μm)	0	0,707	1,414
E_{lab} (MeV)	154	149,74	145,44
E_{cm} (MeV)	101,7	98,88	96,05
E_{cm}/B_c	1,61	1,56	1,52
$\theta_{grazing}(cm)$	51,8°	54,1°	56,7°
$\theta_{grazing}(lab)$		36,5°	

4.2.2 Détection des particules chargées

Les particules chargées sont détectées aux angles arrières grâce à deux télescopes $\Delta E - E$, constitués de jonctions de silicium, positionnés respectivement à 66° et 109° dans le référentiel du laboratoire. On peut voir une photo de la chambre à réaction sur la figure 4.9.

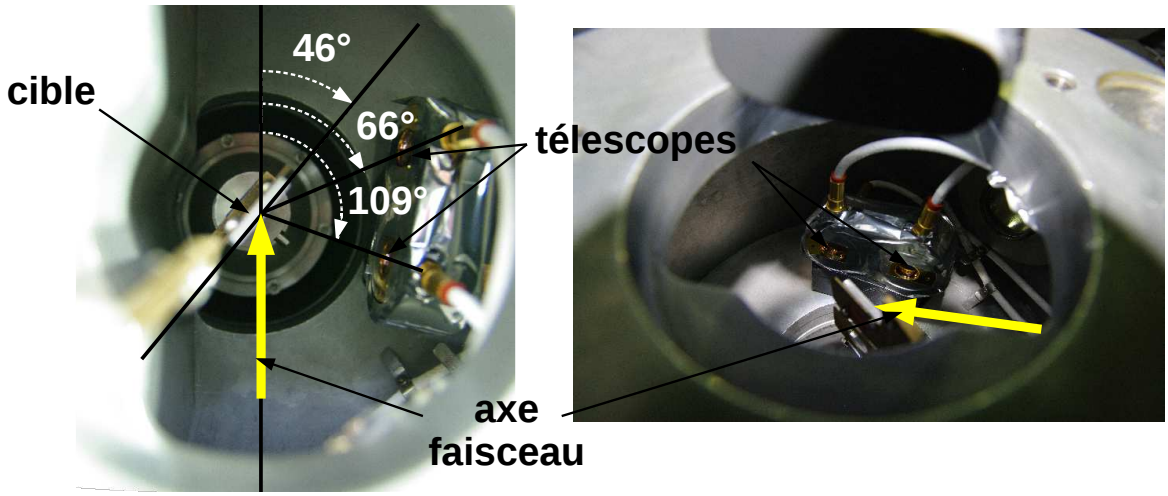

FIGURE 4.9 – Position de la cible et des détecteurs de particules dans la chambre à réaction.

4.2.2.1 Géométrie du dispositif

Les jonctions de silicium utilisées pour la détection des particules chargées ont une géométrie plane, et une forme circulaire. Les caractéristiques de ces jonctions sont résumées dans le tableau 4.3.

TABLE 4.3 – Taille et épaisseur des jonctions.

	66°		109°	
	ΔE	E	ΔE	E
epaisseur (μm)	10	300	10	100
diametre (mm)	8	24	8	8
surface utile (mm^2)	50	450	50	50

Comme on peut le voir, les jonctions utilisées pour le premier étage de détection ont des caractéristiques identiques. Celles qui ont été utilisées dans le deuxième étage sont en revanche très différentes, en termes d'épaisseur et de surface utile. Dans le cas du télescope situé à l'arrière (109°) le diamètre de la jonction constituant le second étage est égal au diamètre du premier étage, ce qui rend délicate l'interprétation des données en ce qui concerne les anti-coïncidences. En effet, l'ouverture angulaire du second étage est plus faible que celle du premier étage. Les particules traversant le premier étage n'interagissent pas forcément dans le deuxième étage.

Connaissant la géométrie du dispositif, on peut déterminer l'ouverture angulaire des détecteurs et en déduire l'angle solide $d\Omega$ couvert. Le tableau 4.4 résume les caractéristiques des détecteurs en terme de couverture angulaire. $\Delta\theta$ et $\Delta\phi$ correspondent à l'ouverture angulaire des détecteurs vus depuis le centre de la cible. Le calcul de l'angle solide prend uniquement en compte cette contribution. $\delta\theta$ et $\delta\phi$ sont les élargissements apparents induits par la taille non-négligeable du spot du faisceau sur la cible. On estime le diamètre du faisceau à environ 5 mm. Cette contribution s'ajoute à la précédente dans la détermination des angles de diffusion limites des particules chargées détectées. On peut ainsi calculer les épaisseurs effectives de matière correspondantes et prévoir la dégradation de la résolution en énergie liée à cette ouverture angulaire totale.

Dans le cas du télescope situé à 109°, les données relatives à chaque étage sont présentées afin de quantifier la part des particules qui sont émises dans l'angle solide couvert uniquement par le premier étage du télescope.

TABLE 4.4 – Ouverture angulaire et angle solide.

	$66^\circ(1^{er}etage)$	$109^\circ(1^{er}etage)$	$109^\circ(2^{e}etage)$
$D(mm)$	45	40	48
$\Delta\theta$	8,4°	11,3°	9,4°
$\Delta\phi$	10,2°	11,4°	9,5°
$d\Omega(sr)$	$2,05\cdot10^{-2}$	$3,11\cdot10^{-2}$	$2,16\cdot10^{-2}$
$\delta\theta$	3,2°	9,1°	7,6°
$\delta\phi$	6,4°	7,2°	6,0°
θ_{min}	60,2°	98,8°	100 ,5°
θ_{max}	71,8°	119,2°	117,5°

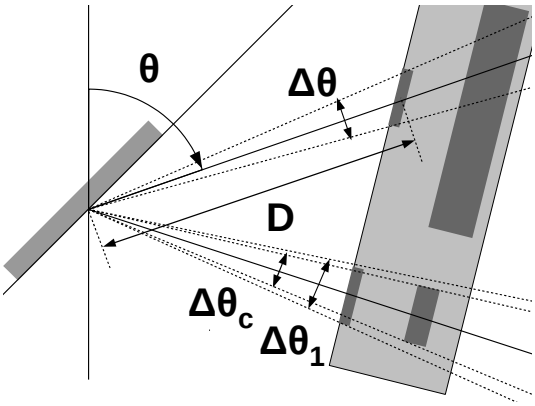

FIGURE 4.10 – Couverture angulaire des télescopes.

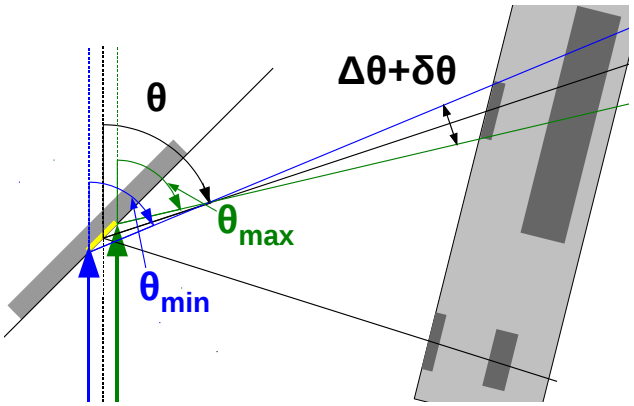

FIGURE 4.11 – Largeur angulaire totale incluant l'élargissement induit par la taille du spot faisceau.

4.2.2.2 Énergie des fragments

La figure 4.12 montre l'énergie à laquelle on attend les quasi-projectiles produits par collisions profondément inélastiques, pour $\theta_{lab} = 66^{\circ}$, et $\theta_{lab} = 109^{\circ}$. Les courbes en pointillés donnent l'énergie pour $\theta \pm 3^{\circ}$. L'énergie incidente correspond ici à une réaction en milieu de cible ($T_{lab} = 149,7$ MeV). La vitesse du centre de masse diminue de seulement 3% au cours de la traversée de la cible de zinc. La profondeur de l'interaction dans la cible a une faible influence sur la cinématique de la réaction, et donc sur l'énergie cinétique T_{lab} des fragments juste après la réaction. La différence d'énergie cinétique entre des fragments produits à l'entrée et à la sortie de la cible et de l'ordre de 1 MeV.

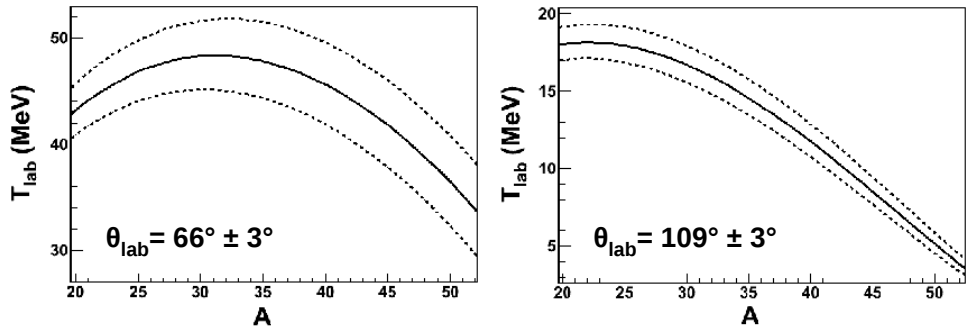

FIGURE 4.12 – Energie cinétiques des fragments de collision pour $\theta_{lab} = 66^{\circ}$ (à gauche), et $\theta_{lab} = 109^{\circ}$ (à droite), en fonction de la masse.

L'épaisseur de matière à traverser pour ressortir de la cible est cependant très différente selon que la réaction a lieu en surface ou en profondeur de la cible de ^{70}Zn. Pour $\theta_{lab} = 66^{\circ}$, l'épaisseur de zinc a traverser avant de ressortir de la cible atteint 2,8 μm, ce qui induit une perte d'énergie supérieure à 20 MeV pour les quasi-projectiles les plus lourds.

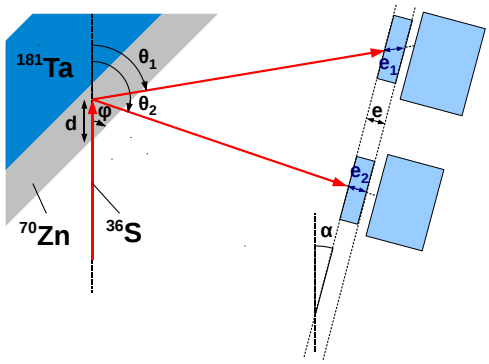

FIGURE 4.13 – Schéma du dispositif cible-détecteurs de particules.

On peut voir sur la figure 4.14 la dispersion due à l'épaisseur de la cible, de l'énergie cinétique des fragments qui atteignent les détecteurs de particules.

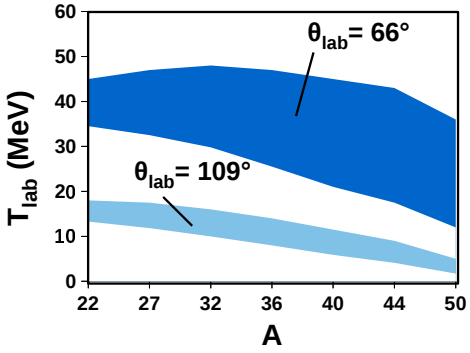

FIGURE 4.14 – Plage en énergie des fragments détectés à $\theta_{lab} = 66^{\circ}$ et 109°, en fonction de la masse.

4.2.2.3 Épaisseur effective des détecteurs et identification des fragments produits

Chaque télescope composant le dispositif de détection des particules chargées est composé de deux jonctions parallèles. Les épaisseurs des deux étages sont de 10 μm pour le premier, et de 300 μm pour le second. Comme on peut le voir sur la figure 4.9, la trajectoire des ions qui atteignent les détecteurs de particules n'est pas orthogonale au plan dans lequel se trouvent les jonctions. L'épaisseur effective de matière e_{eff} est donc différente de l'épaisseur réelle e de la jonction. Elle est donnée par la relation :

$$e_{eff} = \frac{e}{\sin(\theta - \alpha)}, \tag{4.17}$$

où α est l'angle entre le plan de la jonction et l'axe faisceau, et θ est l'angle auquel est positionné le détecteur. Avec $\alpha = 10,4^{\circ}$, on trouve $e_{eff} = 12,1\ \mu m$ pour $\theta = 66^{\circ}$, et $e_{eff} = 10,1\ \mu m$ pour $\theta = 109^{\circ}$. Comme on peut le voir sur la figure 4.15, cette épaisseur est, aux énergies mises en jeu, du même ordre de grandeur que la profondeur de pénétration des quasi-projectiles dans le silicium.

On constate que pour $\theta_{lab} = 66^{\circ}$, les fragments les plus légers ($A < 30$) traversent le premier étage du télescope. Au contraire, les fragments de masse $A > 40$ déposent la totalité de leur énergie dans le premier étage du télescope. Pour $30 < A < 40$, les fragments franchissent ou non le premier étage, selon la profondeur de la collision dans la cible. Pour $\theta_{lab} = 109^{\circ}$, la situation est plus claire puisque tous les fragments de collisions profondément inélastiques émis à cet angle s'arrêtent dans le premier étage du télescope.

Par conséquent, l'identification de la charge des fragments de collisions profondément inélastiques n'est possible, par la méthode du double dépôt d'énergie, que pour les fragments les plus légers, et seulement pour $\theta_{lab} = 66^{\circ}$. Les fragments les plus lourds ne peuvent être identifiés directement. On peut cependant tenter de les identifier en utilisant le second étage de détection comme *veto*. On peut alors séparer les événements correspondant à une diffusion coulombienne à haute énergie, des événements intéressants, à plus basse énergie, et pour lesquels le second étage

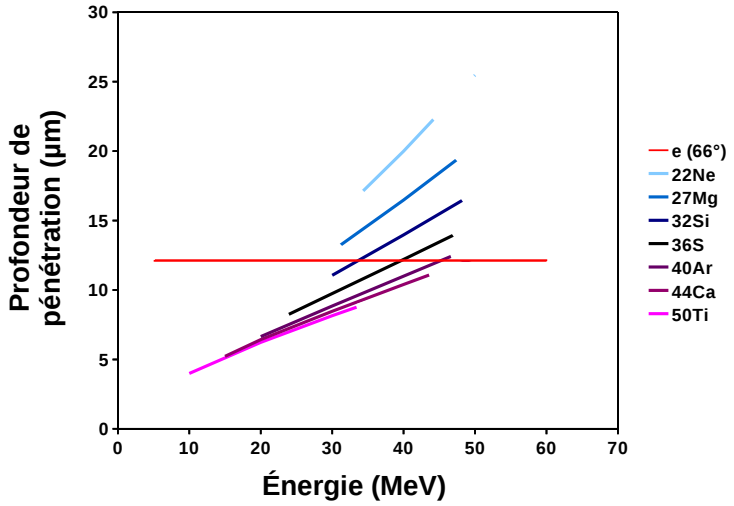

FIGURE 4.15 – Profondeur de pénétration dans le silicium en fonction de l'énergie.

n'est pas touché.

On doit cependant tenir compte de la contamination des spectres en anti-coïncidence, par la diffusion coulombienne en profondeur dans le backing de tantale, et pour laquelle les noyaux de ^{36}S ressortent de la cible avec une énergie qui peut être très faible.

4.2.2.4 Contamination induite par la diffusion coulombienne du faisceau

La section efficace importante liée aux processus de diffusion coulombienne du faisceau par le backing de tantale, induit un fond très important dans les spectres en énergie mesurés par les détecteurs. On peut voir, dans la partie gauche de la figure 4.16, le dépôt d'énergie dans chacun des deux étages des télescopes, des noyaux qui subissent une diffusion de Rutherford dans la cible, en fonction de la profondeur à laquelle à lieu cette diffusion. La figure de droite montre la position de ces événements dans la matrice $\Delta E - E$, pour chacun des deux angles d'observation.

Dans le cas d'une diffusion à une profondeur supérieure à 3,5 μm pour $\theta = 66^{\circ}$, et à environ 4 μm pour $\theta = 109^{\circ}$, le noyau de ^{36}S ne traverse pas le premier étage du télescope. On voit sur la figure 4.17, que la section efficace relative à la diffusion de Rutherford augmente avec la profondeur atteinte par le noyaux. On doit donc s'attendre à une contamination importante des spectres particules, en coïncidence et en anti-coïncidence, par les événements de type diffusion coulombienne.

Pour $\theta = 66^{\circ}$, les noyaux de ^{36}S qui interagissent à une profondeur comprise entre 3,5 et 5,5 μm sortent de la cible et sont arrêtés par le premier étage du télescope. D'après la figure 4.17, la section efficace différentielle moyenne dans cette zone, est de l'ordre de 1,6 $barn \cdot sr^{-1}$. Pour $\theta = 109^{\circ}$, les noyaux interagissant entre 4,5 et 8 μm de profondeur sortent de la cible et sont arrêtés par le premier étage du télescope. La section efficace différentielle moyenne est ici de l'ordre de

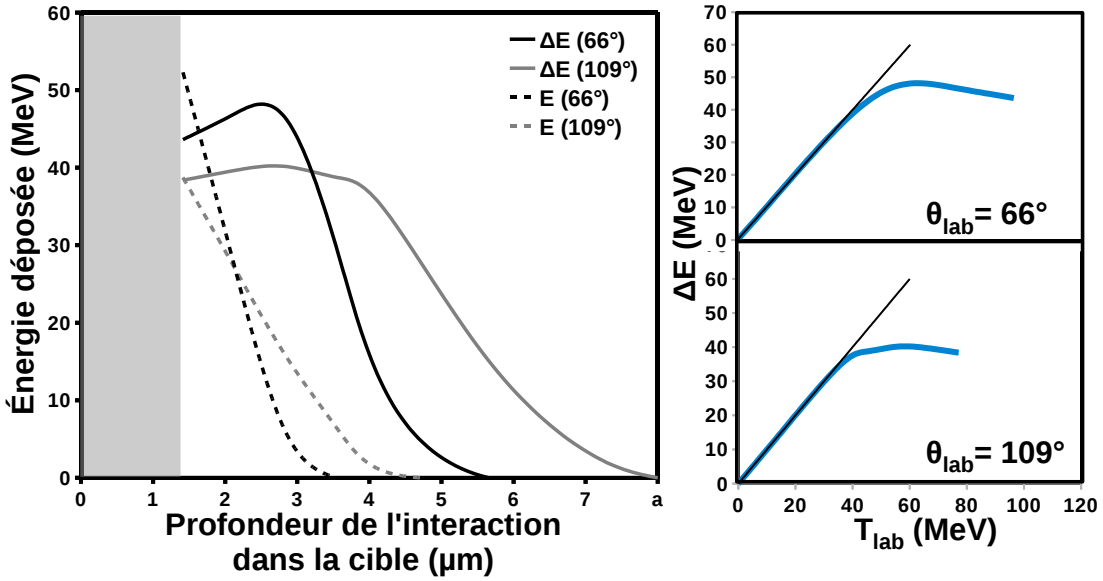

FIGURE 4.16 – A gauche : Energie déposée dans le premier étage (traits pleins) et dans le deuxième étage (pointillés) des télescopes pour les noyaux qui subissent une diffusion Rutherford dans le backing, en fonction de la profondeur à laquelle a lieu cette diffusion. Les courbes noires (resp. grises) correspondent au cas du télescope à 66° (resp. 109°). A droite : Position des événements correspondants dans les matrices $\Delta E - E$.

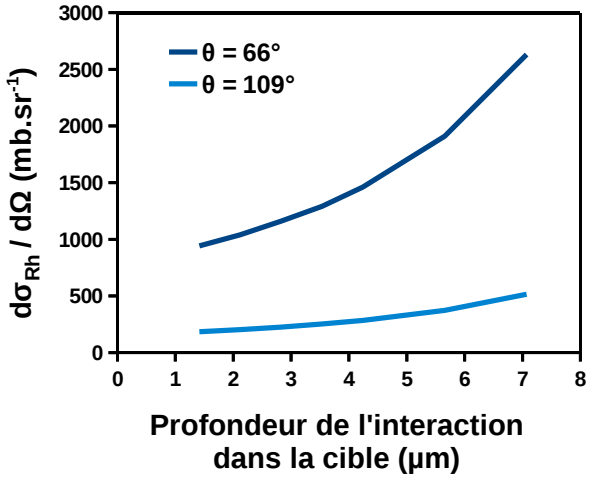

FIGURE 4.17 – Section efficace différentielle pour la diffusion de Rutherford, en fonction de la profondeur atteinte dans la cible par le noyau de ^{36}S.

0,4 $barn \cdot sr^{-1}$.

On peut estimer la section efficace pour les fragments de collisions profondément inélastiques, à l'aide des données disponibles dans la littérature, afin de la comparer avec la section efficace de diffusion Rutherford. On peut ainsi obtenir une estimation de la section efficace différentielle

$d^2\bar{\sigma}/(d\bar{\theta}\cdot d\bar{E})$ en observant les données des diagrammes de Wilczynski du chapitre 3. Si l'on suppose que la distribution en énergie, pour une valeur donnée de l'angle, a une forme gaussienne, on peut estimer la section efficace différentielle de production d'un fragment $d\bar{\sigma}/d\bar{\theta}$, intégrée par rapport à l'énergie. On peut ainsi en déduire la section efficace $d\bar{\sigma}/d\bar{\Omega}$ correspondante.

Si l'on considère le cas de l'élément *S*, à l'angle $\theta = 66^\circ$, correspond un angle $\bar{\theta} \sim 100^\circ$. En supposant un maximum de section efficace différentielle, $d^2\bar{\sigma}/(d\bar{\theta}\cdot d\bar{E}) \sim 1$ mb·rad^{-1}·MeV^{-1}, et une largeur à mi-hauteur de 20 MeV (voir figure 3.14), on obtient $d\bar{\sigma}/d\bar{\theta} \sim 20$ mb·rad^{-1}. Avec :

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\Omega}} = \frac{1}{2\pi \sin\bar{\theta}} \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\theta}}, \tag{4.18}$$

et en prenant, d'après la figure 4.7 :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1,5 \cdot \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\Omega}}, \tag{4.19}$$

on obtient une section efficace $d\sigma/d\Omega$ de l'ordre de 4,5 mb·sr^{-1}. Compte tenu de l'épaisseur de la cible de zinc, et de la plage dans laquelle sont diffusés les contaminants, on attend donc un nombre d'événements Rutherford trois ordres de grandeur supérieur au nombre d'événements profondément inélastiques. Les événements intéressants sont donc largement noyés dans le fond. Un calcul similaire pour $\theta = 109^\circ$ ($\bar{\theta} \sim 150^\circ$), donne une section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ de l'ordre de 1 mb·sr^{-1}, et donc un rapport du même ordre entre les événements d'intérêt et les événements Rutherford.

4.2.3 Détection des photons γ

L'identification de raies γ en coïncidence avec les particules est nécessaire afin d'établir la présence, dans les spectres particules, de noyaux produits par collisions profondément inélastiques. La contribution de l'excitation Coulombienne du tantale induit cependant une contamination très importante de ces spectres γ en coïncidence avec les particules.

Les photons γ émis par les quasi-cibles stoppées dans le backing sont détectés grâce au multi-détecteur ORGAM (voir chapitre 2). Cette expérience a été la première utilisant le dispositif ORGAM, composé pour cette première expérience, de 16 détecteurs germanium tronconiques, munis d'enceintes de réjection Compton.

4.3 Analyse des données expérimentales

4.3.1 Classement des données

Avant de procéder à une analyse physique des données, il est nécessaire de convertir les données brutes enregistrées au cours de l'expérience, en données physiques exploitables. La première étape consiste à convertir les données générées par l'acquisition COMET-Narval vers un format

compact et adapté à une analyse complexe. Il faut ensuite étalonner les détecteurs, et donc établir une correspondance entre la hauteur d'impulsion, codée par la carte d'acquisition COMET, et son équivalent en terme d'énergie. Les différences de temps de traitement ainsi que les différences de longueur de câble d'une voie à l'autre, induisent un décalage temporel systématique entre les signaux provenant des différentes voies de détection. Il faut corriger les temps enregistrés pour tenir compte de ce décalage systématique afin d'aligner en temps les différentes voies.

4.3.1.1 Conversion des données COMET-Narval en objets ROOT

Les données générées par l'acquisition COMET-Narval sont enregistrées, événement par événement, dans un format spécifique à cette acquisition [Bris 05]. Chaque événement est composé de 8 mots consécutifs de 16 bits chacun, soit un total de 16 octets par événement, comme l'indique le tableau 4.5. Ce format possède plusieurs inconvénients :

- Chaque événement stocké comporte des données qui ne sont pas utiles à l'analyse. L'indication du début de l'événement, ainsi que celle du nombre de mots, qui occupent toutes deux 16 bits, sont inutiles puisque tous les événements occupent le même volume en mémoire. La donnée *parité* occupe 16 bits en mémoire, mais n'a pas de signification physique. La donnée de l'*énergie*, ainsi que celle du *temps poids-fort*, occupent chacune 16 bits en mémoire, dont un bit de signe inutile. Le *descripteur* de l'événement comporte lui plusieurs informations inutiles dans la plupart des cas. Seuls les numéros de *position* (*slot*), et de *voie*, ainsi que le bit de *marquage*, ont une signification.
- Les données COMET-Narval sont écrites sans compression sur disque, ce qui génère un volume de données très important. De plus, les événements sont écrits en série, les uns à la suite des autres. L'accès à une donnée particulière nécessite de relire chaque événement en entier avant d'extraire le mot correspondant à l'information désirée, ce qui se traduit par un temps de traitement très long.
- Les données générées par COMET sont enregistrées en mémoire dans un ordre différent de l'ordre chronologique, et ces événements doivent être réordonnés avant d'utiliser un algorithme de reconstruction de coïncidences.

J'ai fait le choix d'analyser les données générées lors de l'expérience en utilisant l'environnement d'analyse ROOT [ROOT], basé sur le langage de programmation orienté objet C++. L'environnement ROOT permet d'instancier des objets adaptés au stockage des données sous une forme compacte, et autorise un accès rapide aux informations stockées.

- **Format de stockage des données ROOT**
  L'objet de base permettant de contenir les données est un "arbre ROOT" (objet de la classe TTree). L'arbre peut être divisé en plusieurs branches dont chacune contient une information particulière (e.g. énergie, temps,...). Les branches peuvent ensuite être lues indépendamment les unes des autres, en fonction de l'information à extraire. Un arbre ROOT peut être rempli

TABLE 4.5 – Format des données générées par l'acquisition COMET-Narval.

Indice	*Type de donnée*	*Taille mémoire (bit)*
1	Indicateur de début (= 0xffff)	16
2	Nombre de mots de 16 bits (= 0x0008)	16
3	Descripteur de voie :	16
	- n° groupe	4
	- n° slot	4
	- n° chassis	2
	- bit de service	1
	- bit de marquage	1
	- n° voie	4
4	Énergie	15 + 1
5	Temps (poids moyen)	16
6	Temps (poids faible)	16
7	Parité (donnée inutile)	16
8	Temps (poids fort)	15 + 1

avec des variables de type simple (entiers, réels à virgule flottante, chaînes de caractères,...). Il faut alors déclarer explicitement chaque branche et préciser le type des variables qu'elle est destinée à contenir. L'arbre peut également contenir des instances d'une classe d'objets donnée. Il est alors séparé automatiquement en différentes branches, dont chacune reçoit l'une des données membres de l'objet. Les branches sont ensuite compressées indépendamment les une des autres afin d'optimiser l'espace mémoire occupé. Chaque événement est repéré dans l'arbre par un indice unique, correspondant à l'ordre de remplissage.

– **La classe d'objets TEventCOMET**
L'analyse a nécessité l'implémentation d'un type d'objets adapté, destiné à recevoir, comme données membres, les informations relatives à un événement encodé par l'acquisition COMET. Ce type d'objet a été appelée "TEventCOMET". On peut voir les différentes données membres de la classe, et le type de variable choisi pour chacune dans le tableau 4.6.

– **Conversion des données COMET en objet ROOT**
Une routine permettant la conversion des runs de données COMET-Narval en arbres ROOT, écrite par Matthieu Lebois au cours de sa thèse [Lebo 08], a été modifiée et adaptée pour générer les données dans ce nouveau format de stockage. Cette routine possède un algorithme de tri permettant d'ordonner en temps les événements générés par COMET. On relit donc, événement par événement, les données COMET. Pour chaque nouvel événement, on

TABLE 4.6 – Type des données membres de la classe TEventCOMET.

Donnée physique	*Type de variable*	*Taille (bits)*
Type de détecteur	TString	Nombre de caractères * 8
Indice	short int	16
Temps	double	64
Energie	float	32
Marquage	bool	1

assigne leur valeur aux données membres d'un objet de type TEventCOMET. On utilise un *mapping* pour extraire, à partir du descripteur de la voie, le type de détecteur touché et l'indice de ce détecteur. Les événements sont ensuite ordonnés en temps grâce à l'algorithme de tri. On rempli finalement l'arbre avec les événements dans l'ordre chronologique.

Cette conversion des données permet de réduire d'au moins un tiers le volume mémoire occupé. Le temps nécessaire à la relecture de l'ensemble des données et également largement réduit, surtout lorsqu'on ne souhaite pas relire toutes les branches simultanément.

4.3.1.2 Reconstruction de coïncidences

Chaque réaction entre un noyau du faisceau incident et un noyau de la cible conduit souvent à l'émission de plusieurs photons γ et/ou particules. Ces émissions se produisent en général dans un laps de temps relativement court après la réaction ($\lesssim$ quelques ns). L'analyse des données nécessite de reconstruire les corrélations temporelles entre les différents rayonnements émis après une réaction donnée.
Le système d'acquisition COMET ne prévoit pas de *trigger* permettant de déclencher l'acquisition. Chaque événement détecté est enregistré sur disque sans condition, indépendamment des autres voies, avec un temps propre relatif au démarrage de l'acquisition. Il faut donc retrouver a posteriori les corrélations temporelles entre ces événements bruts. On constitue pour cela des événements dits en "coïncidence" en associant les événements dont la distance en temps est inférieure à une fenêtre de temps τ appelée "fenêtre de coïncidence". Pour reconstruire ces coïncidences, on balaye l'arbre ROOT contenant les données brutes classées dans l'ordre chronologique, et on associe deux à deux tous les événements dont la distance en temps est inférieure à la fenêtre de temps choisie (voir figure 4.18).
Pour cette analyse, seules les coïncidences d'ordre 1 (multiplicité 2) ont été recherchées. On reconstruit ensuite les coïncidences d'ordre supérieur à partir de ces coïncidences d'ordre 1. Une fenêtre de temps de 1000 ns a été utilisée pour reconstruire ces coïncidences. Cette fenêtre de coïncidence est suffisamment large pour contenir la quasi-totalité des événements corrélés.

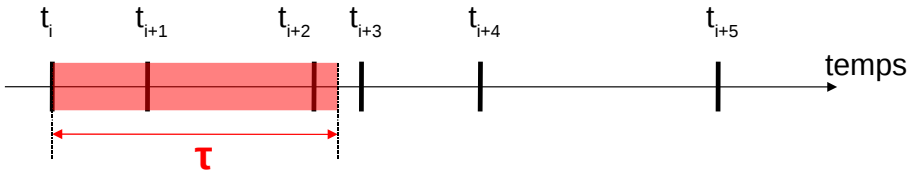

FIGURE 4.18 – Méthode de reconstruction des événements en coïncidence. Les événements d'indice i+1 et i+2 sont dans cet exemple, en coïncidence avec l ?événement d'indice i.

4.3.1.3 Alignement en temps

Les différences de temps de traitement et de longueur de câbles d'une voie à l'autre sont responsables d'un décalage systématique entre les voies. A deux événements détectés au même instant, dans deux détecteurs différents, correspondront deux temps COMET différents. Il faut donc prendre en compte ce décalage afin de reconstituer les corrélations entre les événements.

La méthode employée pour déterminer le décalage systématique entre deux voies, passe par la constitution du spectre de temps des événements en coïncidence. On utilise pour cela les coïncidences d'ordre 1, associant deux événements simples. Pour un grand nombre de coïncidences entre deux détecteurs, on représente, sur un histogramme, la différence en temps Δt entre les deux événements constituant chaque coïncidence.

Si l'on considère deux voies alignées en temps, le spectre de temps entre ces deux voies est composé d'un pic, appelé pic prompt, centré sur $\Delta t = 0$. Ce pic contient les événements corrélés, dont l'origine physique est commune. Il repose sur un fond constant constitué des événements en coïncidence dite fortuite, pour lesquels deux événements simples non-corrélés (émis par deux noyaux distincts) ont été détectés "par hasard" à l'intérieur de la fenêtre de coïncidence. La hauteur du fond est proportionnelle au produit des taux de comptage dans les 2 voies considérées. Dans le cas de deux voies non-alignées, le pic prompt n'est plus centré sur 0, mais sur une valeur de Δt correspondant au décalage systématique entre les deux voies.

Pour réaliser l'alignement des différentes voies, on choisi une voie donnée comme référence, puis on constitue les spectres en temps entre cette voie de référence et chacune des autres voies. Si la fenêtre de coïncidence τ est choisie suffisamment large, on observe alors, pour chaque voie, un pic prompt centré sur un valeur de Δt égale au décalage systématique entre la voie considérée et la voie de référence. On peut ensuite corriger le temps de chaque événement en fonction de la voie dont il provient.

4.3.1.4 Étalonnage des détecteurs Germanium

Pour les détecteurs germanium, la correspondance *énergie-canal* est établie initialement à l'aide d'une source de ^{152}Eu, qui possède de nombreuses raies γ dans une gamme d'énergie allant de 122 keV à 1408 keV. On réalise donc l'acquisition d'un run d'étalonnage avec la source pour

établir cette correspondance. On réalise ensuite un ajustement linéaire sur la courbe $E = f(canal)$ pour obtenir l'équation de la droite d'étalonnage :

$$E = a \cdot canal + b. \tag{4.20}$$

Une fois cette correspondance établie, on vérifie que, lors d'un run sous faisceau, les principales raies γ présentes dans le spectre, dues à l'excitation coulombienne du ^{181}Ta, se trouvent bien à l'énergie attendue.

On réalise ensuite un étalonnage interne, sous faisceau, pour tenir compte des variations du gain au cours du temps, et garantir la fiabilité de l'étalonnage tout au long de l'expérience. On utilise pour cela les raies γ émises par les principaux contaminants, et qui dominent les spectres en énergie, comme référence pour établir la nouvelle correspondance *énergie-canal* run après run. Pour chaque run de données et pour chaque détecteur, on repère la position des raies choisies sur les spectres en énergie, et on établi cette nouvelle relation $E = f(canal)$.

En pratique, les variations du gain au cours du temps sont très différentes d'une voie à l'autre. Certains détecteurs gardent ainsi un gain constant tout au long de l'expérience alors que pour d'autres, il est nécessaire d'établir une nouvelle correspondance après seulement quelques heures d'acquisition. Pour chaque détecteur, on regroupe les runs pour lesquels le gain est resté constant, et on détermine l'équation de la droite d'étalonnage groupe par groupe.

4.3.1.5 Compensation des variations du gain des détecteurs de particules

Les détecteurs de particules ont également montré une variation significative du gain au cours de l'expérience. On peut voir sur la figure 4.19 l'évolution de ce gain sur toute la durée de l'expérience. Avant de réaliser l'étalonnage de ces détecteurs, les variations de gain observées d'un run à l'autre ont été corrigées.

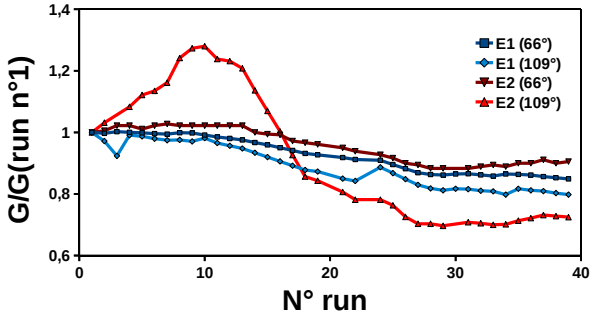

FIGURE 4.19 – Evolution au cours de l'expérience du gain des détecteurs Silicium, normalisé au gain mesuré lors du premier run.

L'alignement du premier étage des télescopes a été réalisé sur la position du pic de diffusion élastique, et en considérant une ordonnée nulle à l'origine.

Pour ce qui est du deuxième étage, le détecteur positionné à 66° ne présente aucune singularité qui puisse être utilisée comme point de repère. La zone à haute énergie, dans laquelle le spectre décroît rapidement, a été utilisée comme point de repère. On a supposé une ordonnée nulle à l'origine.

Pour le détecteur à 109°, les événements correspondant à une diffusion élastique sur le flash d'or ressortent légèrement du fond dominant induit par la diffusion sur le tantale. Ce pic de diffusion élastique sur l'or a donc été utilisé pour aligner le gain. Les particules α issues des réactions de fusion-évaporation ressortent également du fond, et ont permis de réaliser un second point d'étalonnage à basse énergie.

4.3.1.6 Génération d'événements déclenchés par un télescope

Avant de réaliser une étude détaillée, il était capital de réduire le très large volume des données enregistrées par l'acquisition sans *trigger* du tandem. Des fichiers de données ROOT contenant uniquement les événements d'intérêt ont été générés en utilisant le premier étage des télescopes comme *trigger*. On défini une fenêtre de temps $\tau = 1000$ ns, supposée contenir l'ensemble des événements γ ou particule corrélés avec l'événement déclencheur. A chaque événement détecté dans le premier étage d'un télescope, on associe un éventuel événement détecté en coïncidence dans le deuxième étage, ainsi que tous les photons γ détectés dans la fenêtre de temps. On recalcule le temps propre associé à chaque événement simple constituant l'événement en coïncidence, par rapport au temps propre associé au *trigger*.

Cette réduction du paquet de données permet, à partir des 400 Go de données brutes générées par l'acquisition COMET-Narval, puis des 150 Go après conversion en objets ROOT et étalonnage, d'obtenir un volume final de 15 Go pour les événements en coïncidence ainsi constitués. Le déclenchement par le premier étage des télescopes simplifie l'analyse en permettant de sélectionner de manière simple les événements pour lesquels la particule chargée détectée traverse ou ne traverse pas le premier étage.

4.3.2 Étalonnage des détecteurs de particules

On peut voir, sur les figures 4.20 et 4.21, l'allure des matrices de coïncidence brutes $N(E1,E2)$, où E_1 et E_2 sont les dépôts d'énergie dans le premier et le second étage du télescope considéré. On peut réaliser un étalonnage en considérant les énergies associées aux différentes composantes qui apparaissent sur ces spectres.

- Les noyaux diffusés par interaction coulombienne sont les particules chargées émises avec l'énergie cinétique la plus importante. Ils sont également, parmi les particules qui traversent le premier étage, celles qui y déposent le plus d'énergie. En effet, les noyaux de charge plus élevée qui pourraient être diffusés aux angles couvert par les télescopes seraient nécessairement produits par des processus inélastiques, et ne possèderaient pas suffisamment d'énergie pour traverser ce premier

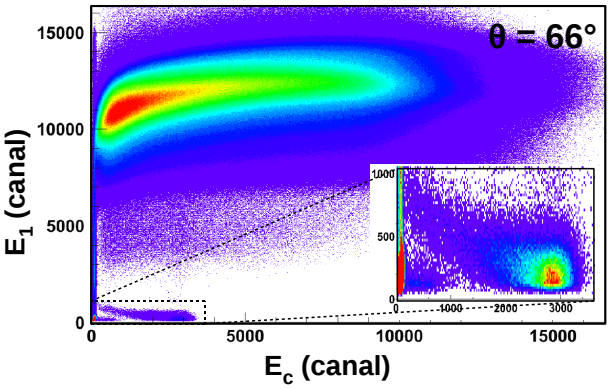

FIGURE 4.20 – Matrice $N(E_1, E_2)$ brute pour le télescope à 66°.

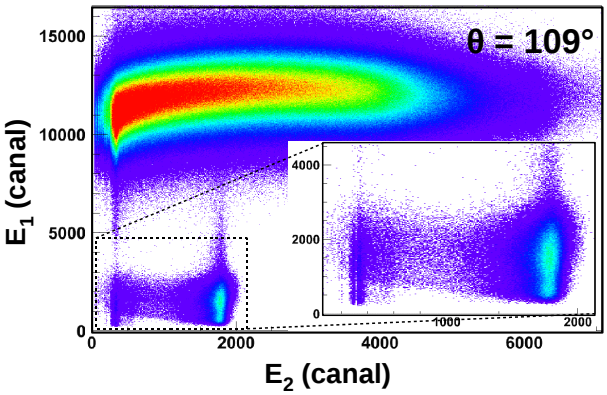

FIGURE 4.21 – Matrice $N(E_1, E_2)$ brute pour le télescope à 109°.

étage (voir figure 4.15). Ces événements de type diffusion coulombienne permettent ainsi d'établir une correspondance *canal-énergie* à haute énergie. Le tableau 4.8 donne la valeur de l'énergie déposée dans chaque étage des télescopes, pour l'angle de diffusion moyen (respectivement 66° et 109°) et pour les valeurs extrémales de l'angle de diffusion θ.

TABLE 4.7 – Dépôt d'énergie d'un noyau de ^{36}S diffusé élastiquement par un noyau d'or en surface de la cible, et par un noyau de tantale en surface du backing, pour $\theta \sim 66°$. Les énergies sont données en MeV, et les épaisseurs en μm.

Noyau cible	T_i	θ	T_f	e_{cible}	T_{out}	e_{eff}	E_1	E_2
^{197}Au	154	61°	127,4	0	127,4	12,94	42,1	85,3
		66°	123,8	0	123,8	12,12	39,7	84,1
		71°	120,2	0	120,2	11,48	37,9	82,3
^{181}Ta	145,44	61°	118,4	3,63	94,1	12,94	47,1	47,0
		66°	114,8	2,79	96,1	12,12	43,6	52,5
		71°	110,9	2,28	95,5	11,48	41,2	54,3

Pour ce qui est du 2^e étage, la distribution à haute énergie ne montre pas de singularité nette qui permette d'établir une correspondance canal-énergie, surtout pour le télescope à 66°. L'excitation coulombienne du flash d'or (^{197}Au) induit cependant l'émission de photons γ, principalement à 279 MeV et 547 MeV, qui peuvent être observés en coïncidence avec les noyaux de ^{36}S de haute énergie. L'énergie à laquelle sont diffusés les noyaux qui provoquent l'excitation de l'or est connue très précisément du fait de la faible épaisseur d'or. En étudiant les coïncidences γ-*particule*, on détermine la position, dans le spectre en énergie du 2^e étage, des noyaux induisant l'excitation de l'or. La diffusion Coulombienne des noyaux dans la cible permet donc de déterminer un point d'étalonnage à haute énergie pour chacun des deux étages des télescopes.

TABLE 4.8 – Dépôt d'énergie d'un noyau de ^{36}S diffusé élastiquement par un noyau d'or en surface de la cible, et par un noyau de tantale en surface du backing, pour $\theta \sim 109^{\circ}$. Les énergies sont données en MeV, et les épaisseurs en μm.

Noyau cible	T_i	θ	T_f	e_{cible}	T_{out}	e_{eff}	E_1	E_2
^{197}Au	154	101°	99,0	0	99,0	10,00	35,2	63,8
		109°	94,3	0	94,3	10,11	36,2	58,2
		117°	90,0	0	90,0	10,43	37,9	52,1
^{181}Ta	145,44	101°	90,0	1,21	81,5	10,00	37,4	44,2
		109°	85,3	1,11	77,4	10,11	38,3	39,1
		117°	81	1,05	73,5	10,43	40,2	33,3

- La fusion-évaporation est à l'origine des événements α et *proton*, dont l'énergie totale est généralement inférieure à 25 MeV. Ces particules induisent un faible dépôt d'énergie dans le premier étage du fait de leur faible charge. Ils sont donc bien séparés des noyaux lourds dans le spectre en énergie du premier étage. Ils ont de plus une énergie totale relativement faible, et déposent donc également peu d'énergie dans le second étage des télescopes. On peut donc utiliser ces événements afin de déterminer un point d'étalonnage à basse énergie, dans chacun des deux étages des télescopes. La figure 4.22 montre l'allure des spectres protons et α, calculée à l'aide du code de fusion-évaporation PACE4 [Gavr 80].

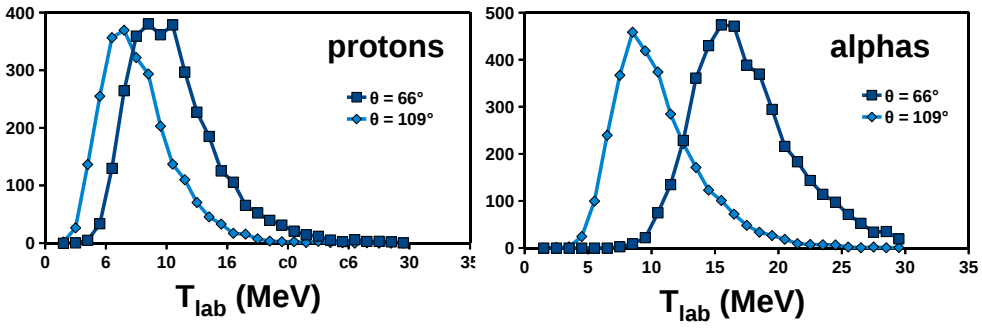

FIGURE 4.22 – Spectre en énergie dans le référentiel du laboratoire, des protons (à gauche) et des particules α évaporées, d'après un calcul réalisé avec PACE4 [Gavr 80].

Les protons de fusion-évaporation, déposent une énergie E_1 dans le premier étage inférieure à 0,2 MeV. Etant donné la large gamme en énergie à considérer pour cette expérience ($\sim 0-50$ MeV pour le premier étage), cette valeur se trouve en dessous du niveau de bruit de l'électronique de traitement, et donc du seuil de détection. Les protons n'apparaissent donc pas sur les spectres en coïncidence $N(E1,E2)$. Les particules α déposent une énergie plus importante dans chacun des deux étages, et se situent au-dessus du seuil. On peut voir sur la figure 4.23 la distribution des particules α attendue dans chaque télescope.

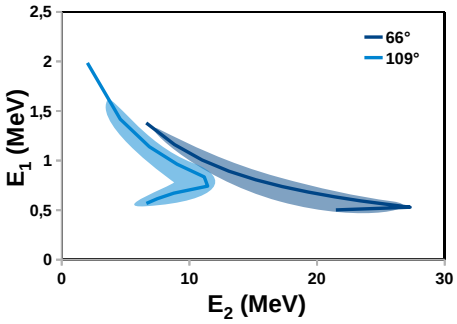

FIGURE 4.23 – Position attendue dans la matrice $N(E_1, E_2)$ de chacun des télescopes, des particules α produites par fusion-évaporation.

Dans le cas du télescope situé à $\theta = 109^{\circ}$, une partie des particules α ne sont pas arrêtées par le deuxième étage du télescope, dont l'épaisseur est seulement de 100 μm.

4.3.3 Identification des fragments à 66° : coïncidences $\Delta E - E$

4.3.3.1 Résolution du premier étage du télescope

La résolution du premier étage de détection est un paramètre capital qui détermine la possibilité de séparer les différentes valeurs de Z des noyaux qui le traversent. On peut voir sur la figure 4.24, la forme de la distribution attendue pour des noyaux ayant respectivement 16, 14, 12, et 10 protons. On peut déduire de cette figure que la séparation en énergie entre deux valeurs de Z consécutives, pour la même énergie incidente, est de l'ordre de 4 MeV.

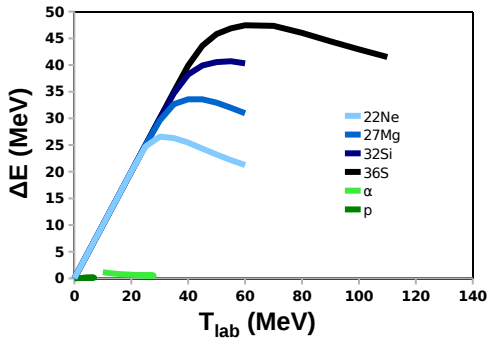

FIGURE 4.24 – Dépôt d'énergie E_1 dans le premier étage du télescope à 66°, en fonction de l'énergie cinétique E_{tot}, pour différents quasi-projectiles proches du faisceau incident. La position des α et des protons provenant de la fusion-évaporation a également été représentée.

On va chercher à déterminer expérimentalement la résolution du premier étage de détection, afin de quantifier le recouvrement entre les distributions associées à deux valeurs de Z successives. On étudie donc la distribution en énergie des particules en coïncidence avec les raies γ désexcitant

les états peuplés par excitation Coulombienne du ^{181}Ta. On choisi pour cela les trois transitions les plus intenses, à 136 keV, 165 keV, et 301 keV. On peut voir sur la figure 4.25, l'allure de la matrice $N(E_1, E_{tot})$, où $E_{tot} = E_1 + E_2$ est l'énergie totale déposée, obtenue avec cette condition. On projette ensuite une étroite bande d'énergie E_{tot} le long de l'axe E_1 (ici 77 MeV $< E_{tot} <$ 80 MeV) afin de déterminer la largeur à mi-hauteur pour cette énergie. Un ajustement gaussien sur la projection obtenue donne une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 8 MeV. On constate que cette largeur évolue très peu quelle que soit l'énergie totale. Cette largeur étant supérieure à la séparation en énergie entre deux valeurs de Z consécutives, on ne peut pas résoudre les différentes valeurs de Z des noyaux qui traversent le premier étage.

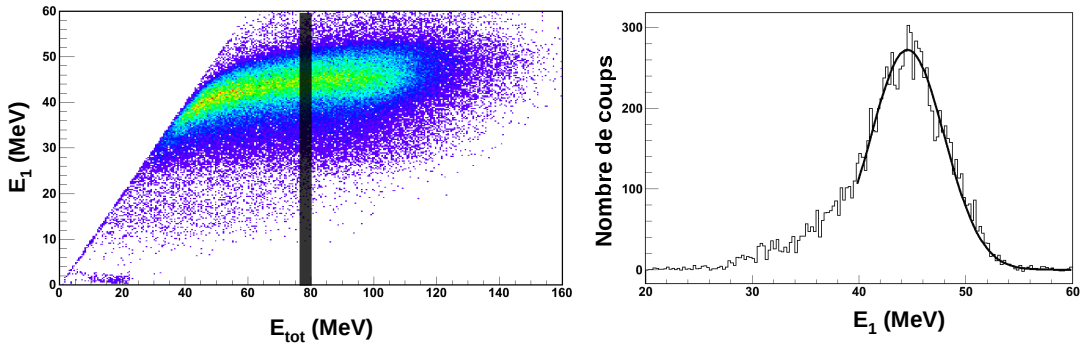

FIGURE 4.25 – Matrice $N(E_1, E_{tot})$ en coïncidence avec les raies du ^{181}Ta, et projection sur l'axe E_1 de la région comprise entre 77 MeV et 80 MeV.

On peut voir sur la figure 4.26, la matrice $N(E_1, E_{tot})$, obtenue sans condition de coïncidence avec les photons. La position attendue de noyaux produits par collisions profondément inélastiques, et qui traversent le premier étage, a été superposée aux données expérimentales. Le spectre expérimental confirme que les différentes valeurs de Z ne sont pas résolues. On ne peut donc pas conclure sur la présence de noyaux produits par le mécanisme étudié. On peut cependant penser qu'un certain nombre d'événements de cette matrice correspondent à des quasi-projectiles produits lors de collisions profondément inélastiques. Ces collisions peuplant les noyaux à haute énergie d'excitation, on s'attend à une multiplicité γ importante. On donc va étudier le spectre des photons γ en coïncidence et tenter d'identifier les raies γ caractéristiques des quasi-cibles complémentaires des fragments légers détectés.

On notera que la distribution expérimentale observée dans la matrice $N(E_1, E_{tot})$ est différente de la distribution attendue. La différence est d'autant plus marquée que l'énergie totale de la particule est faible. On peut expliquer ces différences en prenant en compte le fait que ces jonctions sont proches de la limite technologique en termes d'épaisseur. Les effets de bord importants induisent inévitablement la présence de zones mortes d'épaisseur non-négligeable dans le détecteur. De plus, la face arrière est recouverte d'un contact d'or dans lequel le dépôt d'énergie n'est pas mesuré. Les

ions lourds détectés ont une profondeur de pénétration du même ordre de grandeur que l'épaisseur du premier étage. Leur trajectoire en fin de parcours n'est plus rectiligne. La quantité d'énergie déposée par unité de distance parcourue (dE/dx) est très élevée ("pic de Bragg"), et soumise à des fluctuations statistiques importantes. Lorsque l'énergie déposée dans une zone morte n'est pas négligeable devant l'énergie totale déposée, la jonction ne mesure alors plus la totalité de l'énergie déposée par la particule. L'énergie totale, somme des énergies déposées dans chaque étage, ne correspond alors plus à l'énergie totale incidente. Cet effet est d'autant plus important que la profondeur de pénétration est proche de l'épaisseur du détecteur. Dans notre cas, il est donc très difficile de prévoir la perte d'énergie de manière satisfaisante, d'autant que l'épaisseur effective dépend de l'angle de diffusion, qui n'est pas connu de manière précise.

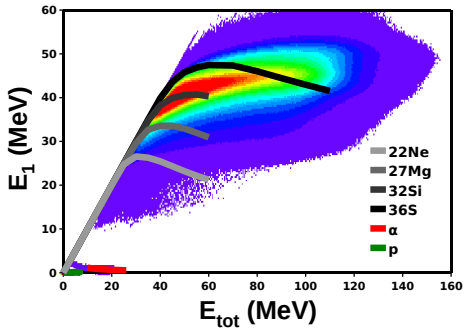

FIGURE 4.26 – Matrice $N(E_1, E_{tot})$ pour le détecteur à 66°.

4.3.3.2 Coïncidences γ-particule et soustraction de fond

Lorsqu'on étudie les coïncidences γ-*particule*, on doit tenir compte d'un taux de coïncidences fortuites très important induit par les réactions d'excitation coulombienne et de fusion-évaporation. En effet, la majorité de ces réactions ne sont pas suivies par l'émission d'une particule chargée en direction d'un télescope. Ces photons peuvent cependant être détectés, de manière fortuite, en coïncidence avec une particule chargée émise simultanément, par une autre réaction, dans l'angle solide couvert par un télescope. Il s'ensuit une contamination importante des spectres γ en coïncidence avec les particules chargées, par les raies qui apparaissent sur les spectres γ non-conditionnés. On peut se rendre compte de la part de ces coïncidences fortuites en observant le spectre de temps des photons détectés en coïncidence avec une particule, présenté sur la figure 4.27. On voit que la hauteur du pic prompt est du même ordre de grandeur que la hauteur du fond induit par les coïncidences fortuites. On doit donc opérer une soustraction de ce fond avant d'étudier le spectre des photons en coïncidence avec une région donnée de la matrice $N(E_1, E_{tot})$.

Le spectre en énergie de ces photons non-corrélés à la particule avec laquelle ils sont détectés, est proportionnel au spectre obtenu sans condition de coïncidence. La hauteur de ce fond, pour une

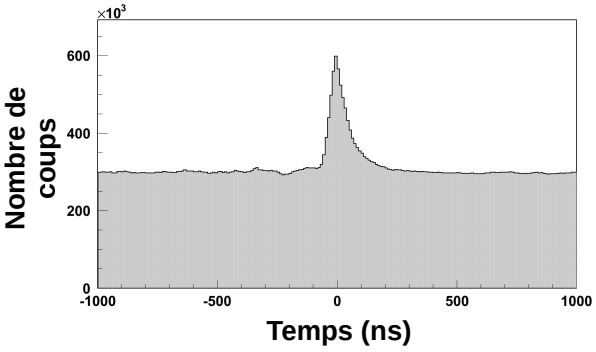

FIGURE 4.27 – Spectre de temps des photons γ en coïncidence avec un événement de la matrice $N(E_1, E_{tot})$.

région donnée de la matrice $N(E_1, E_{tot})$, est proportionnelle au produit des taux de comptage dans la région de la matrice étudiée, et dans le système de détection γ.

Pour soustraire ce fond de coïncidences fortuites, on défini une fenêtre de temps τ sensée contenir tous les événements γ physiquement corrélés avec la particule détectée. On mesure ensuite la hauteur du fond dans une plage de temps suffisamment éloignée du pic prompt, pour ne contenir que des événements γ non-corrélés avec la particule associée. On a choisi d'estimer la hauteur du fond sous le pic prompt en comptant les photons détectés avec $t_\gamma < -400$ ns. On considère en effet que la hauteur du fond dans cette zone est représentative de la hauteur du fond sur lequel repose le pic prompt. On soustrait ensuite au spectre des photons γ détectés à l'intérieur de la fenêtre de temps τ, le spectre en énergie des photons non-conditionnés, normalisé à l'intégrale du fond à l'intérieur de la fenêtre de temps.

4.3.3.3 Sélectivité du dispositif

Avant de rechercher les ions lourds produits par collisions profondément inélastiques, on peut vérifier la qualité de la soustraction de fond, et la sélectivité du dispositif, en comparant les spectres γ obtenus en imposant des conditions sur les énergies E_1 et E_{tot}.

La figure 4.28 montre le spectre des photons en coïncidence avec les particules α. On observe ici aucune contamination par les raies γ du tantale. Le spectre contient seulement les raies γ désexcitant les noyaux résiduels les plus produits par les voies d'évaporation α. On n'observe pas non-plus de contamination par les raies désexcitant les noyaux produits par les voies de fusion-évaporation non-chargées et mono-chargées. On notera que dans le cas du ^{99}Ru, le taux de production observé est beaucoup plus important que le taux prédit par un calcul réalisé par PACE4 [Gavr 80] (voir tableau 4.9).

D'après les résultats du calcul PACE4, la section efficace différentielle relative à l'évaporation des particules α est de l'ordre de 50 $mb \cdot sr^{-1}$ dans la plage angulaire considérée. Pour ce qui est des collisions profondément inélastiques, la section efficace relative à l'émission des fragments ayant

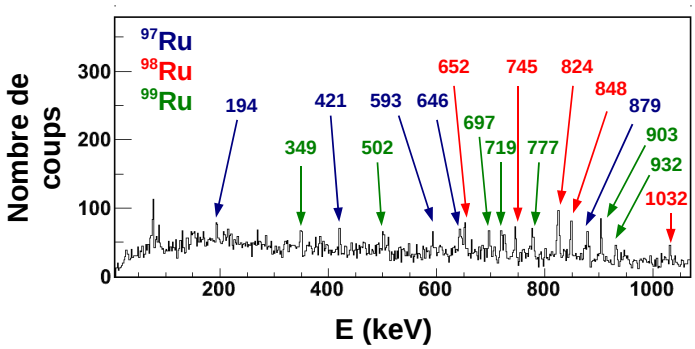

FIGURE 4.28 – Spectre γ en coïncidence avec les particules α.

Noyau	%	$\sigma(mb)$
$^{100}_{46}Pd$	21.5	265
$^{100}_{45}Rh$	16.2	199
$^{97}_{44}Ru$	17.3	213
$^{98}_{44}Ru$	7.0	86.4
$^{99}_{45}Rh$	4.9	60.4
$^{99}_{46}Pd$	4.9	60.2
$^{94}_{42}Mo$	4.8	58.4
$^{97}_{43}Tc$	4.4	53.5
$^{101}_{46}Pd$	3.5	42.8
$^{96}_{44}Ru$	3.3	39.9
$^{101}_{45}Rh$	2.5	30.8
$^{95}_{42}Mo$	2.2	27
$^{100}_{44}Ru$	1.8	22.5
$^{98}_{43}Tc$	1.6	19.3
$^{99}_{44}Ru$	0.7	8.3

TABLE 4.9 – Section efficace de production des différents noyaux résiduels d'après un calcul réalisé avec PACE4. Les voies qui peuvent induire l'évaporation d'au moins une particule α sont représentées en rouge.

Z_{qp} protons, toutes masses confondues, a été estimée à 5 $mb \cdot sr^{-1}$ (voir § 4.2.2.4). Cette valeur décroît rapidement lorsque Z_{qp} s'éloigne du nombre de protons Z_p du faisceau. Si on considère qu'une dixaine de valeurs de Z_{qp} sont produites de manière significative, on attend un nombre d'événements d'intérêt comparable au nombre d'événements α. La figure 4.29 montre le spectre en énergie des photons γ en coïncidence avec l'ensemble de la matrice (en bleu), comparé au spectre γ en coïncidence avec les particules α (en rouge). Le nombre d'événements dans le spectre en coïncidence avec les particules α est de $2,6 \cdot 10^4$. Ce nombre est très largement inférieur au nombre total de photons en coïncidence avec l'ensemble des événements de la matrice ($\sim 1,6 \cdot 10^6$). La sélectivité du conditionnement par la détection en coïncidence avec une particule α est très satisfaisante car les événements α sont bien localisés dans la matrice, et ne sont pas mélangés à d'autres particules. Les fragments de collisions profondément inélastiques sont eux, répartis dans

une zone étendue de cette matrice. Les différentes valeurs de Z ne sont en effet pas résolues, et la distribution des événements de type diffusion coulombienne s'étend largement dans la zone où sont attendus les quasi-projectiles produits par collisions profondément inélastiques (voir figure 4.25 et 4.26). Contrairement au cas des particules α, on s'attend donc à une contamination importante par les raies d'excitation coulombienne du ^{181}Ta, du spectre en énergie des photons γ en coïncidence avec la zone d'intérêt.

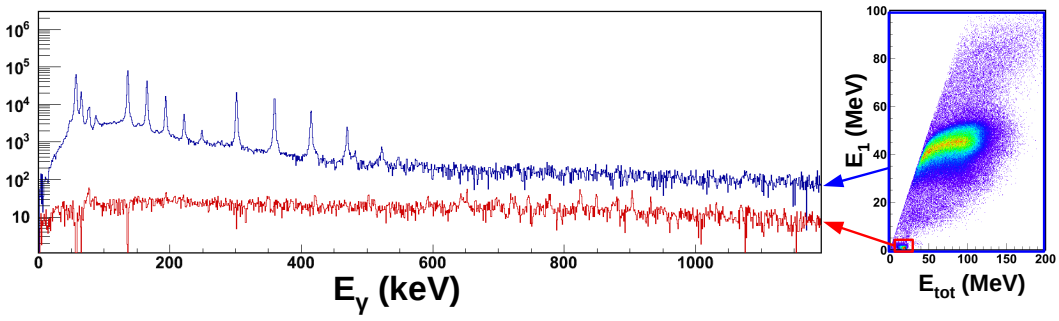

FIGURE 4.29 – En bleu : spectre γ en coïncidence avec l'ensemble des particules chargée de la matrice. En rouge : spectre γ en coïncidence avec les particules alpha.

On constate également que le nombre total de coups détectés dans les raies γ les plus intenses observables sur le spectre en coïncidence avec les particules α est de l'ordre de 10^2. L'efficacité photo-pic du détecteur ORGAM étant de l'ordre de 10^{-2}, on ne peut pas espérer étudier les coïncidences *particule*-γ-γ pour les produits de fusion-évaporation, et encore moins pour ce qui est des fragments de collisions profondément inélastiques.

4.3.3.4 Découpage de la matrice $N(E_1, E_{tot})$

Après avoir vérifié la qualité de la soustraction de fond, on peut tenter de définir un découpage de la matrice qui permette de sélectionner les différentes valeurs de Z, afin d'observer les photons γ en coïncidence. On utilise pour cela le point de repère donné par la position des noyaux du faisceau qui provoquent l'excitation Coulombienne du tantale. On utilise la distribution des événements *particule* en coïncidence avec les raies d'excitation coulombienne du tantale comme point de départ. Comme on peut le voir sur la figure 4.30, on trace une courbe qui suit la position du maximum, en fonction de l'énergie E_{tot}. En supposant que la largeur à mi-hauteur de la distribution selon l'axe E_1 de l'ordre de 8 MeV, on peut alors définir un contour sur la tâche correspondant aux noyaux de soufre, par translation cette courbe de référence parallèlement à la droite $E_1 = E_{tot}$. Si on considère que la distribution correspondant à une valeur de Z donnée a la même forme que la distribution correspondant à $Z = 16$, translatée de 4 MeV selon chacun des axes, il suffit alors de translater le contour obtenu pour $Z = 16$ pour obtenir un contour sur les autres valeurs de Z possibles. On obtient ainsi le découpage présenté dans la partie gauche de la figure 4.30.

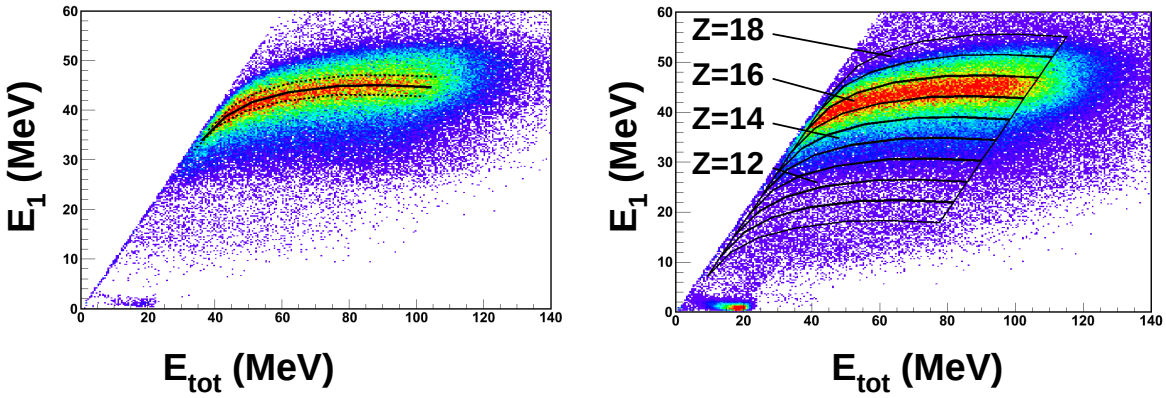

FIGURE 4.30 – A gauche, la matrice $N_\gamma(E_1, E_{tot})$, limitée aux émissions γ du ^{181}Ta. A droite, la matrice $N_\gamma(E_1, E_{tot})$ sans condition sur l'énergie γ, et les contours sur les différents valeurs de Z.

4.3.3.5 Étude des spectres γ en coïncidences avec les contours

Avant de rechercher les raies en coïncidence avec les différents contours, nous allons tenter de prévoir quelles sont les quasi-cibles complémentaires d'un quasi-projectile ayant un Z donné, et qui peuvent émettre des photons en coïncidence avec ce dernier. Il faut pour cela prendre en compte l'évaporation de particules, qui modifie la composition des noyaux initialement produits par collisions profondément inélastiques.

On fait l'hypothèse que les produits de ces réactions se partagent l'énergie d'excitation disponible proportionnellement à leur masse. Cette énergie d'excitation, pour une collision au cours de laquelle l'énergie cinétique est totalement relaxée, est de l'ordre de la différence entre l'énergie cinétique initiale dans le référentiel du centre de masse, et l'énergie de la barrière coulombienne. Les fragments se partagent ainsi une énergie d'excitation de l'ordre de 40 MeV. Des calculs réalisés avec le calculateur *LisFus* du programme LISE++ [Bazi 02], montrent que l'évaporation de neutrons est largement favorisée par rapport à celle des protons et des particules α, quel que soit le fragment considéré. On considère donc, pour simplifier, que cette évaporation ne modifie par le nombre de protons Z_{qp} et Z_{qc} des noyaux produits. Pour un quasi-projectile de charge Z_{qp} donnée, on a alors pour la quasi-cible complémentaire, $Z_{qc} = Z_{tot} - Z_{qp}$.

Pour ce qui est de la distribution de masse correspondante, les mêmes calculs d'évaporation montrent que les voies majoritaires d'évaporation sont les voies $1n$ et $2n$ pour les fragments légers, et $2n$ et $3n$ pour les fragments lourds. On a déterminé au paragraphe 4.1.1 la masse la plus probable, avant évaporation, pour chaque valeur de Z (voir figure 4.2). L'effet de l'évaporation sur la distribution des fragments lourds est schématisée sur la figure 4.31.

On recherche dans les spectres γ correspondant aux différentes valeurs de Z du quasi-projectile, les raies émises par les fragments complémentaires, après évaporation de particules. Le cas le plus simple est celui des noyaux pair-pair. Dans ce cas, en effet, la plupart des voies de désexcita-

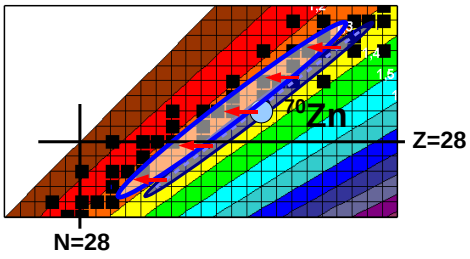

FIGURE 4.31 – Distribution attendue des produits de collisions profondément inélastiques après évaporation de particules.

tion possibles rejoignent la bande yrast. La cascade d'émissions γ désexcitant le noyau se termine généralement par l'émission d'un photon γ correspondant à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. L'intensité γ de cette transition doit donc être relativement importante. De plus, l'énergie correspondant à cette transition est supérieure à 500 keV pour tous les isotopes pair-pair proches de la cible potentiellement produits. Ces raies γ sont donc séparées des raies d'excitation coulombienne du tantale, qui se trouvent, elles, en-dessous de 500 keV. Les énergies des transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ de ces isotopes sont données dans le tableau 4.12.

Noyau	$E(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (keV)	$E(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (keV)
^{58}Fe	811	1266
^{62}Ni	1173	1163
^{64}Ni	1346	1264
^{66}Zn	1039	1412
^{68}Zn	1077	1340
^{72}Ge	834	894
^{76}Se	559	772

TABLE 4.10 – Energie $E(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ et $E(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ des isotopes pair-pair potentiellement produits lors de collisions profondément inélastiques.

La figure 4.32 montre les spectres γ en coïncidence avec différents contours. Contrairement au cas des photons en coïncidence avec les particules α, aucune raie γ, hormis celles du ^{181}Ta, ne semble sortir du fond, et ce quelle que soit la valeur de Z considérée.

Lorsqu'on étudie les spectres en détails, quelques raies γ semblent sortir du fond, mais il n'a cependant pas été possible de les attribuer à un produit de collision inélastique. Il est cependant tentant d'attribuer certaines de ces raies à des noyaux produits par les voies chargées de fusion-évaporation. En effet, la détection simultanée, et fortuite, d'un événement *proton* ou α provenant de l'évaporation, et d'un noyau de ^{36}S diffusé élastiquement par le ^{181}Ta, se traduit, dans la matrice $N(E_1, E_{tot})$, par un événement comptabilisé dans le canal $\left(E_1(\alpha) + E_1(^{36}S)\ ,\ E_{tot}(\alpha) + E_{tot}(^{36}S)\right)$. Le phénomène d'empilement est visible dans la matrice $N(E_1, E_{tot})$, où on observe des empilements de particules α, comme on peut le voir sur la figure 4.33. Les particules α en coïncidence avec des noyaux qui ne traversent pas le premier étage donnent également lieu à une extension de

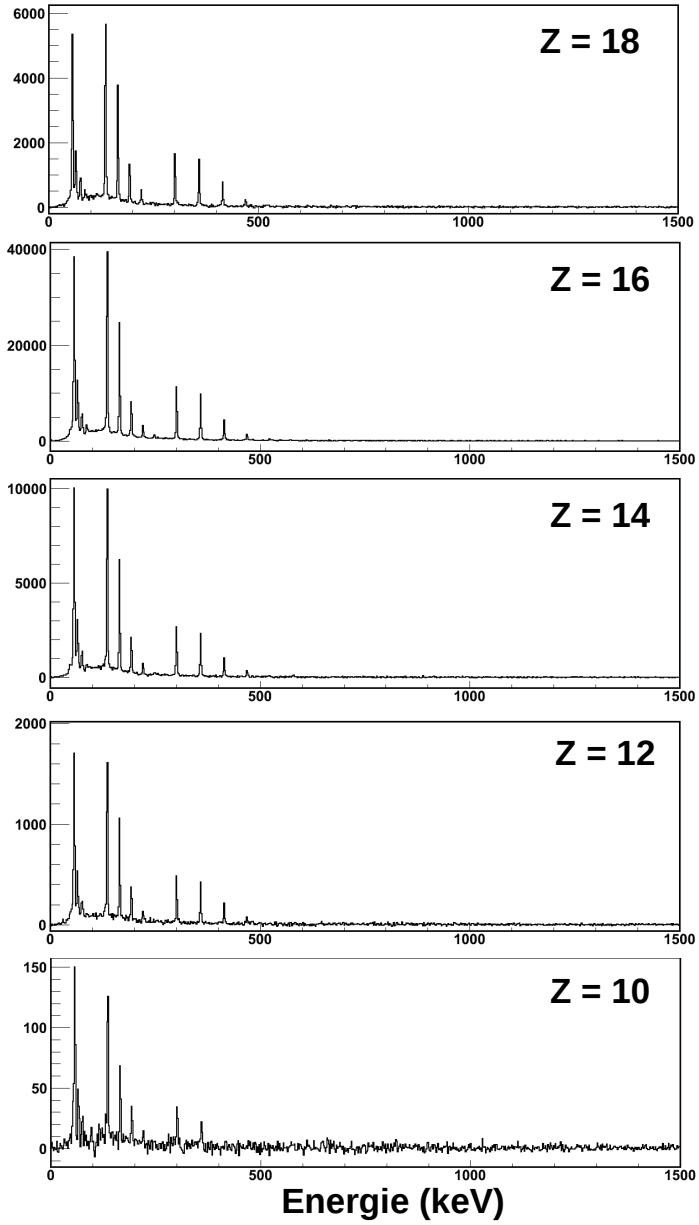

FIGURE 4.32 – Spectre en énergie des photons γ en coïncidence avec les contours sur différentes valeurs de Z.

la tâche α parallèlement à l'axe $E_1 = E_{tot}$.

L'ensemble des coïncidences fortuites qui donnent lieu à l'empilement d'une particule α ou d'un proton avec une autre particule sont liées à des réactions de fusion-évaporation et il leur correspond une multiplicité γ importante. Ce type d'événement est donc susceptible de contaminer les spectres γ en coïncidence avec des régions de la matrice dans lesquelles on ne s'attend pas à trouver les raies γ des produits de fusion-évaporation. Le phénomène d'empilement avec les noyaux de ^{36}S qui traversent le premier étage donne lieu à des événements dans la zone où le taux de comptage est le plus élevé, à proximité de la tâche correspondant à la diffusion élastique du faisceau. L'énergie déposée dans chaque étage par les particules légères évaporées lors des

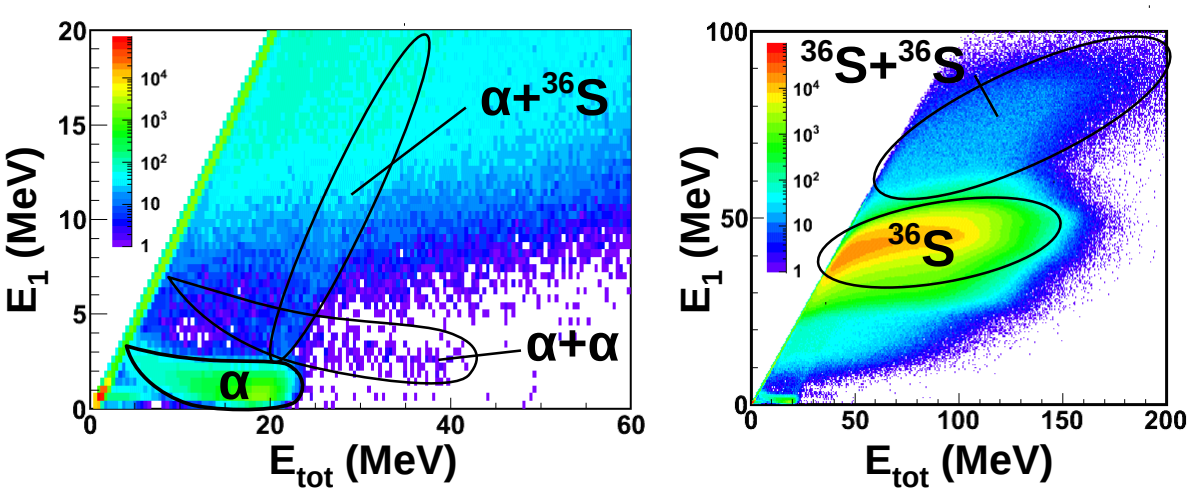

FIGURE 4.33 – Effet d'empilement dans la matrice $N(E_1, E_{tot})$. Les événements $\alpha + ^{36}S$ qui sont représentés correspondent aux cas où le noyau de ^{36}S ne traverse pas le premier étage.

réactions de fusion-évaporation est inférieure à la dimension de la tâche faisceau, et ces événements sont donc "dilués" à l'intérieur de cette tâche.

4.3.4 Étude des anti-coïncidences

Le cas des particules qui sont arrêtées par le premier étage de détection a été traité de manière similaire au cas des particules qui le traversent. En particulier, le principe de la soustraction de fond reste le même. Le spectre des photons γ en coïncidence avec ces particules arrêtées par le premier étage ont été étudiés en détail. Aucune transition γ susceptible d'appartenir aux produits de collisions profondément inélastiques n'a malheureusement été observée. Seules les raies γ émises après excitation coulombienne du ^{181}Ta apparaissent dans ces spectres.

4.3.5 Étude des coïncidences γ-γ

Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.3.3.3, le nombre d'événements détectés par les télescopes est trop faible pour permettre d'étudier, pour une multiplicité supérieure à 1, les événements γ en coïncidence avec une particule. On peut cependant étudier directement les coïncidences γ-γ sans condition sur la détection d'une particule chargée. Du fait de la multiplicité élevée associée aux réactions de fusion-évaporation, les photons γ désexcitant les noyaux produits par ce mécanisme sont largement dominants dans les spectres de multiplicité supérieure à 1. Mise à part la raie à 136 keV, les raies γ du tantale ont, dans le cas des événements de multiplicité 2, une intensité comparable à celle des raies γ des produits de fusion-évaporation. On recherche donc, parmi les coïncidences $\gamma - \gamma$, les cascades désexcitant les noyaux potentiellement produits par le mécanisme étudié.

4.3.5.1 Recherche de fragments lourds

Dans le cas des fragments lourds, les raies γ attendues sont situées dans la même gamme d'énergie que les raies émises par les produits de fusion-évaporation. La plupart des spectres en coïncidence avec les raies γ que l'on recherche sont donc largement contaminés par les raies de ces produits de fusion-évaporation. Il a cependant été possible de mettre en évidence des cascades de photons γ désexcitant des noyaux proches du ^{70}Zn. Le tableau 4.12 donne la liste des noyaux qui ont pu être mis en évidence, ainsi que le nombre de coïncidences observées entre les transitions désexcitant les états de basse énergie.

Noyau	$E_{2_1^+ \to 0_1^+}$ (keV)	$E_{4_1^+ \to 2_1^+}$ (keV)	N_{coinc}
^{64}Ni	1346	1264	350
^{66}Ni	1425	1760	150
^{68}Zn	1077	1340	900
^{70}Zn	885	902	3500
^{71}Ga	487 ($5/2^- \to 3/2^-$)	620 ($7/2^- \to 5/2^-$)	8500
^{72}Ge	834	894	3500
^{74}Ge	596	868	1700

TABLE 4.11 – Energie des transitions $2_1^+ \to 0_1^+$ et $4_1^+ \to 2_1^+$ des fragments légers observés dans les spectres en coïncidence, et nombre de coïncidences.

– ^{71}Ga :
Le ^{71}Ga ($^{70}Zn + 1p$) semble être l'isotope majoritairement produit. On observe très nettement des coïncidences entre les 5 transitions γ à 859, 588, 487, 620 et 487 keV appartenant à la cascade yrast $17/2_1^+ \to 13/2_1^+ \to 9/2_1^+ \to 7/2_1^- \to 5/2_1^- \to 3/2_1^-$ désexcitant l'état $17/2^+$ situé à 2982 keV d'énergie d'excitation. La figure 4.34 montre les spectres en coïncidence avec les trois transitions les plus intenses de la cascade. Le ^{71}Ga est le seul isotope impair dont la désexcitation a pu être observée dans l'étude des coïncidences γ-γ.

– ^{68}Zn :
La figure 4.35 montre les spectres γ en coïncidence avec les raies à 1077 keV, 1340 keV et 1270 keV, correspondant aux transitions $2_1^+ \to 0_1^+$, $4_1^+ \to 2_1^+$, et $6_1^+ \to 4_1^+$ désexcitant le ^{68}Zn. On observe également une raie γ de faible intensité à 709 keV, en coïncidence avec les trois précédentes, qui correspond à la transition $8_1^+ \to 6_1^+$ de ce noyau, ce qui montre que le ^{68}Zn est peuplé jusqu'à une énergie d'excitation d'au moins 4400 keV.

– ^{70}Zn :
On peut observer parmi les coïncidences γ-γ, la cascade yrast désexcitant l'état 8_1^+ du ^{70}Zn, situé à 3755 MeV d'énergie d'excitation. En dépit du fait que le ^{70}Zn soit l'isotope cible,

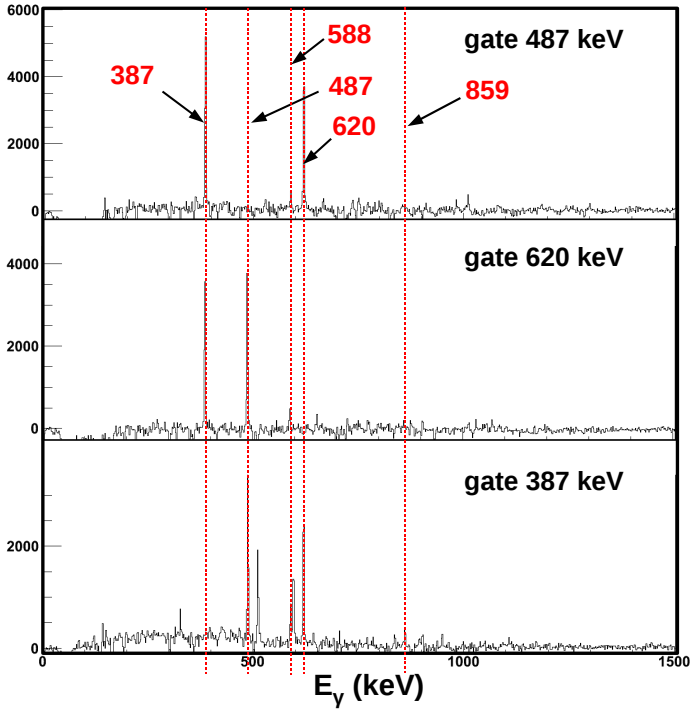

FIGURE 4.34 – Spectres des photons γ en coïncidence avec les raies à 487, 620 et 387 keV du ^{71}Ga.

il est difficile d'imaginer que l'excitation Coulombienne induite par le faisceau puisse peupler ce noyau à une telle énergie d'excitation. On peut donc supposer que des mécanismes mettant en jeu l'interaction nucléaire soient à l'origine de la population de ces états situés à haute énergie d'excitation. On en peut cependant pas conclure sur le mécanisme en jeu dans la population de ces états de haute énergie.

– ^{72}Ge :
On observe en coïncidence les trois transitions de la cascade yrast $6_1^+ \rightarrow 4_1^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ désexcitant le ^{72}Ge. Le cas des noyaux de germanium est cependant assez délicat, car les isotopes stables de germanium sont présents en grande quantité dans les détecteurs de photons. Les neutrons produits par les réactions dans la cible peuvent traverser les différentes épaisseurs de matière séparant la cible des cristaux de germanium, et induire des réactions sur le germanium naturel. Cependant, dans le ^{71}Ge est un noyau instable, et n'est donc pas présent dans les cristaux. Le ^{72}Ge ne peut donc être produit par capture de neutrons. Seules les réactions $^{72}Ge(n,n')$ sont susceptibles de peupler les états excités 2_1^+ et 4_1^+ du ^{72}Ge. L'état 6_1^+ n'a cependant pas été observé dans ce type de réactions, d'après les données disponibles dans la base de données [NNDC]. On observe pourtant la raie correspondant à la transition $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ à 1044 keV en coïncidence avec les raies à 834 et 894 keV, correspon-

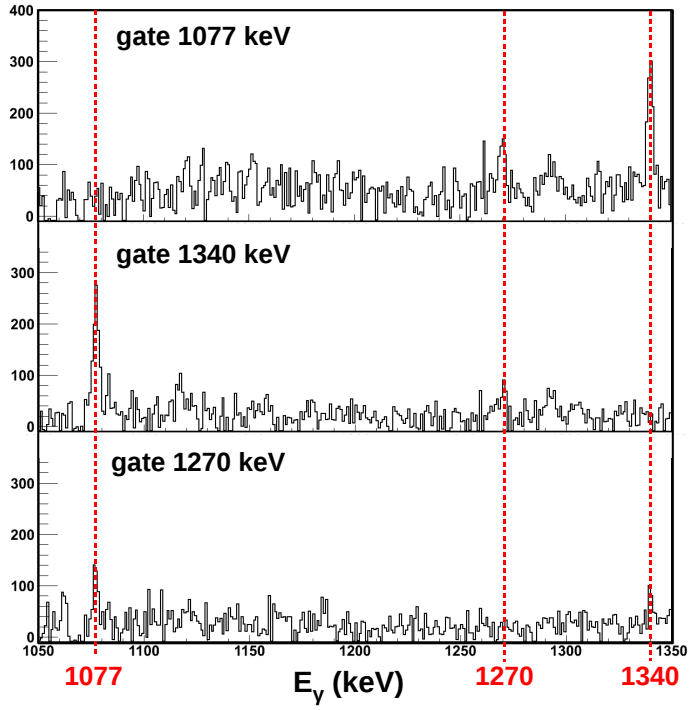

FIGURE 4.35 – Spectres des photons γ en coïncidence avec les raies à 1077, 1340 et 1270 keV du ^{68}Zn.

dant aux transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$. De plus, le nombre de coïncidences observées entre ces deux dernières transitions, en comparaison du cas du ^{74}Ge, dont l'abondance est pourtant plus importante, semble confirmer que le ^{72}Ge est produit par des réactions qui ont lieu dans la cible.

– ^{74}Ge :
Comme dans le cas du ^{72}Ge, il est difficile de conclure en ce qui concerne ce noyau. On observe dans ce cas deux fois moins de coïncidences entre les deux transitions désexcitant les états 4_1^+ et 2_1^+ que dans le cas du ^{72}Ge, malgré une abondance isotopique plus importante. L'état 6_1^+ est également peuplé, puisqu'on observe sa désexcitation vers l'état 4_1^+ dans l'étude des coïncidences $\gamma - \gamma$, mais cet état est potentiellement peuplé par les réactions de type $^{74}Ge(n,n')$, d'après la base de données [NNDC]. Cependant, de même que pour le ^{72}Ge, il est peu probable que cet état soit peuplé de manière efficace par les réactions avec les neutrons produits par la fusion-évaporation.

– ^{64}Ni :
Le ^{64}Ni est le noyau le plus éloigné en masse du noyau cible, parmi les quasi-cibles identifiées. Le nombre de coïncidences mesuré est cependant très faible, et l'étude des coïnci-

dences $\gamma-\gamma$ n'a pas permis d'observer d'autres états que les états 2_1^+ et 4_1^+. On peut donc confirmer que ce noyau est peuplé, avec une section efficace relativement faible, jusqu'à une énergie d'excitation au moins égale à 2610 keV, qui est l'énergie de l'état 4_1^+.

– ^{66}Ni :
On observe environ 150 coïncidences entre les transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ du ^{66}Ni, qui est donc peuplé avec une faible section efficace.

Hormis le ^{71}Ga, aucun isotope impair n'a pu être observé grâce à l'étude des coïncidences $\gamma-\gamma$. En effet, la plupart des noyaux impairs de cette région de masse ont un schéma de niveaux extrêmement fragmenté, qui induit un nombre de coïncidences plus faible que dans le cas des isotopes pair-pair.

4.3.5.2 Recherche de fragments légers

Nous avons également recherché les fragments légers à l'aide des coïncidences $\gamma-\gamma$. L'énergie des raies intenses désexcitant les états à basse énergie d'excitation est en général supérieure à 1 MeV. Elles sont donc bien séparées des raies émises par le tantale, et par les produits de fusion-évaporation sur la cible de ^{70}Zn. De nombreux noyaux proches du projectile ont ainsi pu être observés grâce à l'étude des coïncidences $\gamma-\gamma$. Les différents isotopes qui ont pu être identifiés de manière certaine sont répertoriés dans le tableau 4.12. On notera que d'autre noyaux de la région ont potentiellement été produit dans la cible, mais n'ont pu être observés du fait de la trop grande énergie des transitions γ les désexcitant. En effet, la gamme en énergie dans laquelle les photons γ sont détectés était limitée à 2500 keV dans cette expérience. Du fait de la proximité de la fermeture de couche $N = 20$, les énergies γ appartenant aux cascades yrast désexcitant les noyaux pair-pair de cette région de masse sont souvent supérieures à 2500 keV ($E_{2_1^+\rightarrow 0_1^+}(^{36}S) = 3291$ keV). Il a donc été impossible d'observer des coïncidences entre les transitions désexcitant les états de basse énergie.

Noyau	$E_{2_1^+\rightarrow 0_1^+}$ (keV)	$E_{4_1^+\rightarrow 2_1^+}$ (keV)	N_{coinc}
^{38}S	1292	1533	300
^{38}Ar	2168	1642 ($3^- \rightarrow 2^+$)	1000
^{40}Ar	1346	1264	700
^{42}Ca	1525	1227	3500
^{44}Ca	1157	1126	500
^{46}Ti	889	1121	2000
^{48}Ti	984	1312	1200

TABLE 4.12 – Energie des transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ des fragments légers observés dans les spectres en coïncidence, et nombre de coïncidences.

On observe donc plusieurs noyaux proches du faisceau, produits de manière importante dans

la cible. Il ne faut cependant pas exclure, pour certains de ces noyaux, une contamination par des réactions de type fusion-évaporation sur le ^{16}O, qui pourraient avoir lieu en surface de la cible. En effet, le zinc à tendance à s'oxyder au contact de l'air, et le flash d'or supposé prévenir cette oxydation adhère difficilement à la surface de zinc. La section efficace totale de fusion-évaporation sur le ^{16}O est comparable à la section efficace de fusion-évaporation sur le ^{70}Zn. Le tableau 4.13 donne la liste des isotopes majoritairement produits par ces réactions, d'après un calcul réalisé avec PACE4 [Gavr 80]. On voit que les deux isotopes de Ti que nous avons identifiés sont susceptibles d'être largement produits par ce type de réactions parasites, ce qui pourrait expliquer le grand nombre de coïncidences observé dans le cas de ces noyaux, qui sont pourtant relativement éloignés du faisceau de ^{36}S. Si on considère que ces noyaux sont exclusivement produits par fusion-évaporation, on peut en déduire, par comparaison avec les produits de fusion-évaporation sur le ^{70}Zn, que l'épaisseur équivalente de ^{16}O permettant d'expliquer le nombre de coïncidences entre les transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$, environ 10 fois plus faible que pour les produits de fusion-évaporation sur le ^{70}Zn, doit être de l'ordre de 0,1 μm.

Noyau	%	$\sigma(mb)$
^{48}V	27.9	339
^{49}V	11.0	134
^{46}Ti	11.0	133
^{48}Ti	9.4	114
^{45}Sc	8.7	106
^{46}Sc	7.1	87
^{49}Cr	5.1	62
^{45}Ti	4.2	52
^{43}Ca	4.1	50
^{49}Ti	3.3	40
^{47}Ti	1.9	23
^{48}Cr	1.6	20

TABLE 4.13 – Section efficace de fusion-évaporation du faisceau de ^{36}S sur le ^{16}O d'après un calcul PACE4.

La figure 4.36 montre la position dans la charte des noyaux, des différents isotopes qui ont pu être observés grâce à l'étude des coïncidences $\gamma - \gamma$.

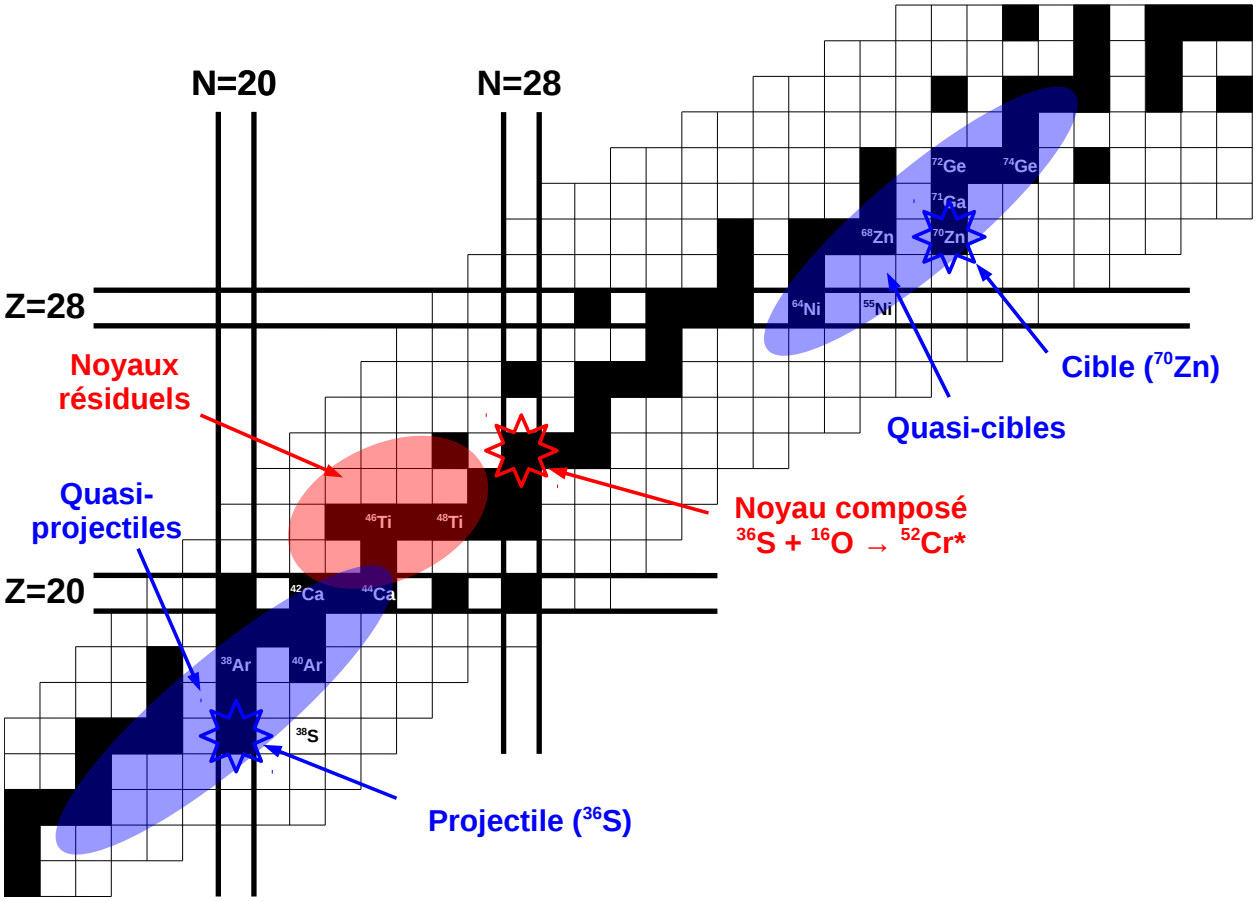

FIGURE 4.36 – Noyaux identifiés grâce à l'étude des coïncidences $\gamma - \gamma$. Les noyaux dont le nom figure sur la charte sont ceux dont on observe la désexcitation. Les zones en bleu sont celles où on attend les quasi-projectiles et quasi-cibles après évaporation de particules. La zone en rouge donne la position des noyaux résiduels issus de l'évaporation de particules par le noyau composé de ^{52}Cr, produit par des réactions parasites sur le ^{16}O.

4.3.6 Estimation de la section efficace

En supposant que les noyaux proches du faisceau ou de la cible, observés à travers les cascades de photons γ qui les désexcitent, sont les quasi-cibles et quasi-projectiles produits par un mécanisme profondément inélastique, on peut tenter de donner un ordre de grandeur de la section efficace de production de ces noyaux, en comparant le nombre de coïncidences détectées pour ces isotopes, au cas des cascades désexcitant les produits de fusion-évaporation.

Le noyau pair-pair le plus produit par fusion-évaporation, selon les calculs PACE4, est le ^{100}Pd, pour lequel la section efficace annoncée est de 265 mb (voir tableau 4.9). Le nombre coïncidences $E_{4_1^+\rightarrow 2_1^+} - E_{2_1^+\rightarrow 0_1^+}$ mesuré expérimentalement est de l'ordre de 2.10^4. Si l'on considère le cas du noyau pair-pair ^{98}Ru, pour lequel la section efficace prédite par PACE4 est de 86 mb, on compte environ $3,5.10^4$ coïncidences entre les transitions $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ et $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ qui désexcitent ce noyau. On remarque que les données expérimentales sont en contradiction avec les prédictions des calculs réalisés avec PACE4, en ce qui concerne le rapport des sections efficaces de production de ces deux noyaux. Cependant, ces deux noyaux sont ceux dont les raies γ dominent les spectres de multiplicité 2, et sont donc les plus produits par les réactions de fusion-évaporation. On estime ainsi la section efficace de production de ces deux espèces à (200 ± 100) mb.

Si l'on compare maintenant avec les quasi-projectiles et quasi-cibles dont nous observons les cascades de décroissance, on voit que le nombre de coïncidences détectées est environ un ordre de grandeur inférieur. On peut donc estimer la section efficace liée à la population à haut-spin des principaux produits de collisions profondément inélastiques que nous observons (^{71}Ga, ^{72}Ge) à environ 20 mb.

4.4 Conclusion

Nous avons réalisé une expérience visant à produire des noyaux riches en neutrons de la couche fp par collisions profondément inélastiques entre ions lourds. Les fragments d'intérêt n'ont pas pu être identifiés du fait de la contamination importante des spectres particule par les ions du faisceau rétrodiffusés par le support de ^{181}Ta. Nous avons tenté de déterminer la présence des fragments d'intérêt en étudiant le spectre des photons γ détectés par ORGAM, en coïncidence avec les particules chargées. Aucune raie caractéristique des fragments de collisions profondément inélastiques n'a pu être identifiée dans les spectres γ conditionnés par les particules.

Une étude des coïncidences $\gamma - \gamma$ sans conditionnement nous a finalement permis d'observer les cascades yrast désexcitant un certain nombre de noyaux de composition proche de celle du faisceau et de la cible, et qui sont probablement produits au cours de collisions inélastiques entre le faisceau de ^{36}S et la cible de ^{70}Zn. On peut penser, compte tenu de l'énergie d'excitation importante à laquelle sont peuplés ces noyaux, que le mécanisme à l'origine de leur production est un mécanisme profondément inélastique, dans lequel une large part de l'énergie cinétique est convertie en énergie d'excitation. Les résultats présentés dans [Szil 07], pour lesquels les fragments ont

été détectés à l'angle de grazing, montrent en effet que les collisions quasi-élastiques (TKEL ~ 0) ne permettent pas de peupler de manière importante les états situés à haut-spin et à grande énergie d'excitation, au contraire des collisions les plus profondes. Les fragments de ces collisions n'étant pas identifiés directement par notre dispositif, on ne possède cependant aucune information sur la quantité d'énergie relaxée, ni sur la distribution angulaire des fragments produits.

Nous avons finalement tenté de déterminer un ordre de grandeur de la section efficace de production des isotopes dont nous observons la désexcitation. Nous avons pour cela comparé le nombre de coïncidences détectées entre les transitions désexcitant les états de basse énergie des fragments de collisions inélastiques, au cas des produits de fusion-évaporation, pour lesquels cette section efficace a été déterminée grâce au programme PACE4.

L'analyse des données de cette expérience exploratoire, la première utilisant le dispositif ORGAM, a permis de mettre en évidence la possibilité d'identifier des fragments de collisions inélastiques, uniquement grâce à leurs émissions de photons γ. Les photons étant émis à l'arrêt dans la cible épaisse, ce type d'expérience doit donc permettre d'étendre le schéma de niveaux de noyaux exotiques dont le spectre en énergie d'excitation n'est connu à faible énergie. Les noyaux de $^{65,67}Co$ et $^{61,62}Mn$ [Pauw 09, Chia 10] ont d'ailleurs récemment été produits par collisions profondément inélastiques entre un faisceau de ^{64}Ni et une ciblé épaisse de ^{238}U. Ce type de dispositif en cible épaisse permet d'exploiter le fait que la section efficace différentielle d'émission des fragments de collisions profondément inélastiques est assez peu piquée.

D'autres pistes peuvent également être envisagées, avec une cible mince, pour étudier par spectroscopie γ des noyaux produits par ces mécanismes profondément inélastiques. On peut notamment envisager la détection, au-delà de l'angle de grazing, des fragments émis aux angles avant, comme on peut le voir sur la figure 4.37. Les fragments émis aux angles avant ont en effet une énergie cinétique plus importante, ce qui doit permettre leur identification en Z avec un télescope $\Delta E - E$ en silicium. Les photons γ étant, dans ce cas, émis en vol, la mesure de leur énergie nécessite cependant de réaliser une correction Doppler.

On peut également envisager d'identifier les fragments émis autour de 0°, où la section efficace est maximale. On peut pour cela positionner autour de 0°, un spectromètre munis un dispositif d'identification $\Delta E - E$ au plan focal, comme illustré sur la figure 4.38. Il est alors nécessaire de supprimer les ions du faisceau diffusé à 0° dans le spectromètre. Une identification complète peut alors être envisagée, grâce à la mesure du temps de vol à travers le spectromètre. En couplant ce dispositif à un détecteur de photons γ placé autour du point cible, on peut alors étudier par spectroscope γ les fragments produits, après correction Doppler de l'énergie des photons détectés en coïncidence avec les fragments. Ce type d'expérience pourrait être réalisé auprès du tandem d'Orsay grâce au spectromètre BACCHUS, qui possède un dispositif permettant d'arrêter le faisceau.

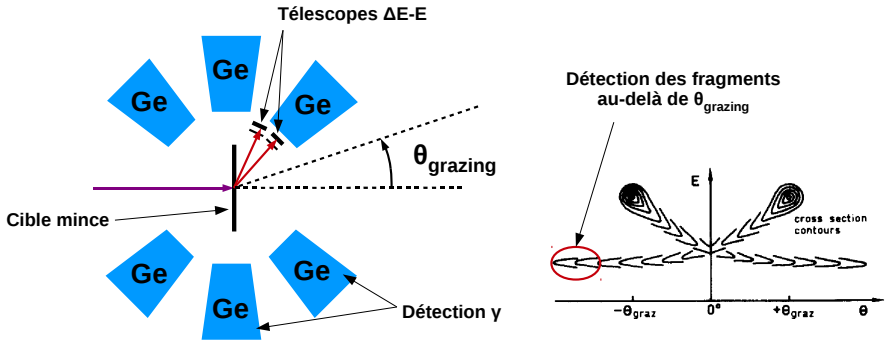

FIGURE 4.37 – Dispositif envisageable pour l'étude de fragments de collisions profondément inélastiques détectés aux angles avant, au-delà de l'angle $\theta_{grazing}$.

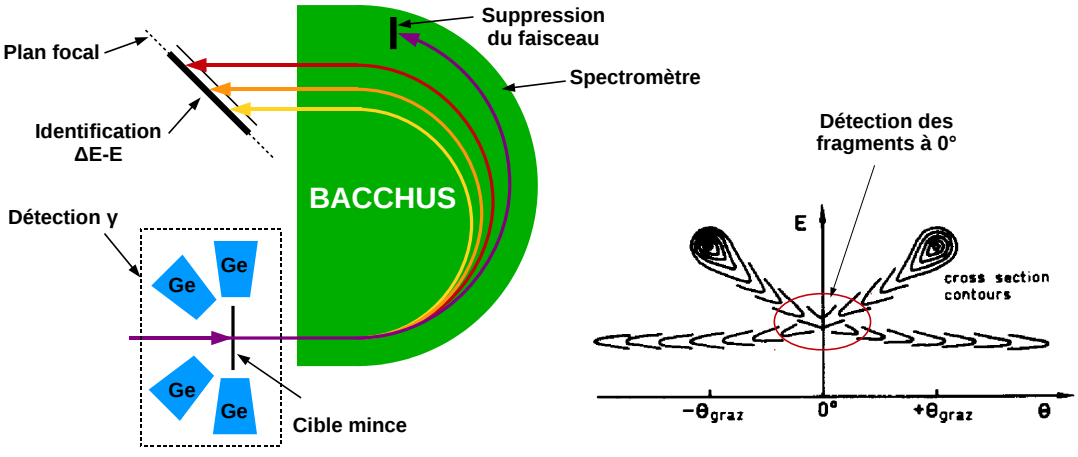

FIGURE 4.38 – Identification des produits de collisions profondément inélastiques avec le spectromètre BACCHUS.

Chapitre 5

Étude par spectroscopie γ des noyaux de ^{59}Mn et ^{57}Cr produits par fusion-évaporation au tandem d'Orsay

Au cours de l'année 2005, le précurseur du détecteur ORGAM a été utilisé pour réaliser, auprès du tandem d'Orsay, une expérience visant à étudier par spectroscopie γ, les noyaux de $^{59}_{25}Mn_{34}$ et $^{57}_{24}Cr_{33}$. Ces noyaux ont été produits via une réaction de fusion-évaporation entre un faisceau de ^{14}C, accéléré par le Tandem d'Orsay, et une cible de ^{48}Ca. L'étude par spectroscopie γ de ces noyaux, produits à haute énergie d'excitation par ce mécanisme entre ions lourds, a permis, sur la base des données spectroscopiques déduites d'expériences de décroissance β, d'étendre leurs schémas de niveaux au-delà de 3 MeV d'énergie d'excitation.

5.1 Principe de l'expérience

5.1.1 Production des noyaux de ^{59}Mn et ^{57}Cr

Les réactions de fusion-évaporation induites par un faisceau de ^{14}C sur une cible de ^{48}Ca, conduisent à la formation d'un noyau composé de $^{62}Fe^*$. Le noyau composé se désexcite par évaporation de particules pour aboutir, en fonction du nombre et du type des particules évaporées, à un noyau résiduel donné. Le nombre moyen, et le type de particules évaporées dépend de l'énergie d'excitation de ce noyau composé. Lorsqu'on accroît l'énergie incidente, l'énergie d'excitation augmente, et le nombre moyen de particules évaporées également. L'évaporation de neutrons est favorisée par le fait que le noyau composé de $^{62}Fe^*$ possède un excès de neutrons par rapport aux isotopes de fer stables. Les particules chargées doivent en plus franchir la barrière du potentiel Coulombien.

La figure 5.1 montre l'évolution de la section efficace de production des différents noyaux résiduels calculée par PACE4 [Gavr 80], en fonction de l'énergie incidente, pour les réactions de fusion-évaporation. On note que quelle que soit l'énergie incidente, les voies non-chargées (xn), aboutissant à la production de noyaux de fer, sont majoritaires. Les voies qui conduisent à la production du ^{59}Mn et ^{57}Cr sont les voies chargées $(1p2n)$ et $(1\alpha 1n)$ (voir figure 5.2). Les sections

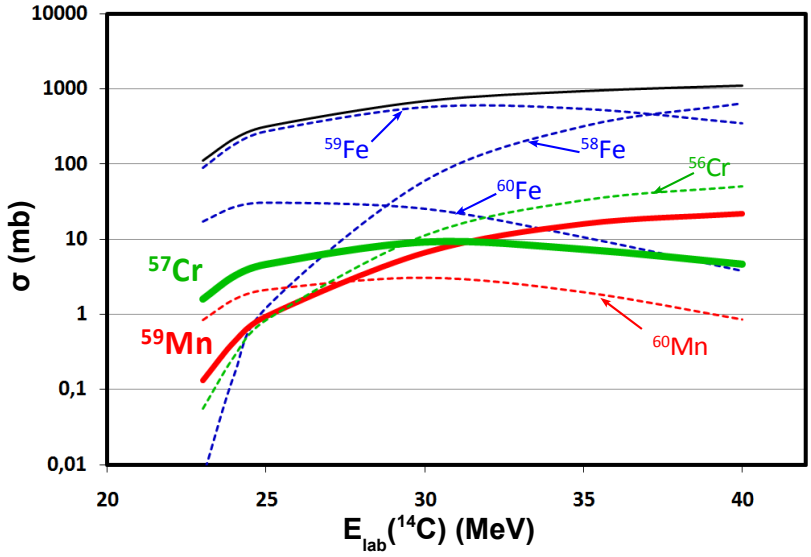

FIGURE 5.1 – Section efficace de production des différents noyaux résiduels par fusion-évaporation entre le ^{14}C et le ^{48}Ca, en fonction de l'énergie du faisceau.

efficaces associées sont deux ordres de grandeur inférieures aux sections efficaces associées aux voies majoritaires.

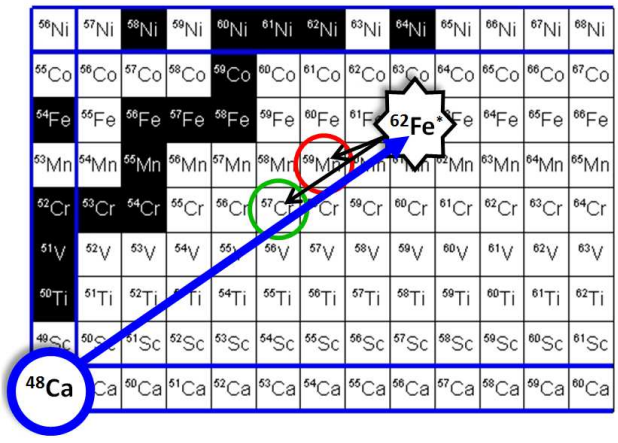

FIGURE 5.2 – Section efficace de production des différents noyaux résiduels par fusion-évaporation entre le ^{14}C et le ^{48}Ca, en fonction de l'énergie du faisceau.

5.1.2 Principe de l'étude par spectroscopie γ

L'étude par spectroscopie γ d'un noyau donné consiste à détecter les émissions de photons γ en cascade qui conduisent à sa désexcitation. On peut alors déterminer la séquence des états

quantiques par lesquels se désexcite ce noyau, ainsi que l'énergie de ces états. L'étude de l'intensité relative des transitions, et des corrélations angulaires entre les photons, est également source de nombreuses informations relatives à la structure sous-jacente du noyau considéré (spin et parité des états,...).

5.1.3 Réduction du fond γ par l'identification des voies chargées

Avant de réaliser une étude par spectroscopie γ des noyaux de ^{59}Mn et ^{57}Cr, il est nécessaire de réduire le fond γ induit par la désexcitation des noyaux produits par les voies majoritaires (non-chargées). Le système de détection des photons γ est couplé à un dispositif destiné à la détection des particules chargées émises lors des réactions dans la cible. Ce dispositif permet de conditionner les spectres γ par la détection d'une particule chargée en coïncidence. On s'affranchi ainsi de la contribution aux spectres γ des photons émis par les noyaux produits par les voies non-chargées.

L'utilisation d'un seul étage de détection silicium permet une mesure de l'énergie des particules chargées. Les distributions en énergie relatives à l'évaporation des protons et des α se recouvrent. On ne peut donc pas séparer les contributions des voies d'évaporation α, qui conduisent la formation de noyaux de chrome, de celle des voies *proton*, qui conduisent à la formation de manganèse et chrome. De plus, les neutrons évaporés ne sont pas détectés, on ne peut donc pas séparer les différents isotopes produits par fusion-évaporation.

La diffusion Coulombienne du faisceau sur la cible contribue également aux spectres mesurés par les détecteurs silicium. La diffusion sur le flash de ^{197}Au conduit à un pic à haute énergie sur les spectres particule, alors que la diffusion sur le ^{181}Ta induit un continuum à plus basse énergie, dû au fait que les noyaux de ^{14}C rétrodiffusés parcourent une distance dans la cible qui dépend de la profondeur à laquelle se produit l'interaction.

5.2 Dispositif expérimental

5.2.1 Couple faisceau-cible

Le faisceau de ^{14}C est accéléré à une énergie de 25 MeV par l'accélérateur tandem d'Orsay. L'énergie est choisie de manière à maximiser la section efficace de production des noyaux de ^{59}Mn et ^{57}Cr, par rapport à la section efficace relative aux autres voies chargées, qui induisent une contamination des spectres γ conditionnés.

La cible utilisée pour cette expérience est une cible épaisse, positionnée perpendiculairement à l'axe faisceau. Elle se compose d'un support en ^{181}Ta de 10 μm d'épaisseur (*backing*), sur lequel est déposée une couche de ^{48}Ca d'épaisseur 2 μm. Le *backing* de tantale permet de stopper les noyaux résiduels produits par fusion-évaporation dans le ^{48}Ca. Les photons sont ainsi émis à l'arrêt, ce qui évite un décalage Doppler qui dégraderait la résolution. Pour éviter l'oxydation du calcium, qui conduirait à des réactions parasites induites par le faisceau de ^{14}C sur le ^{16}O, la surface

de ^{48}Ca est recouverte d'un *flash* de ^{197}Au, d'une épaisseur de 30 nm. Le choix d'un *backing* de tantale, et d'un *flash* d'or est dicté par le fait que ces deux éléments ont un numéro atomique élevé. L'énergie du faisceau est donc insuffisante pour franchir la barrière Coulombienne, évitant ainsi des réactions nucléaires parasites.

5.2.2 Détection des photons γ

Le dispositif de détection des photons γ est composé de 10 détecteurs germanium tronconiques provenant du LOANPOOL, positionnés dans une géométrie sphérique, identique à celle d'ORGAM et EUROGAM Phase 1. Le capot des détecteurs se situe à 19 cm du point cible. Chaque détecteur est muni d'une enceinte de réjection Compton de type EUROGAM.

FIGURE 5.3 – Dispositif de détection des photons γ.

5.2.3 Détection des particules chargées

Les particules chargées sont détectées à l'aide de deux détecteurs silicium d'une épaisseur de 300 μm, placés aux angles arrière. Chaque détecteur possède une surface utile de 60 $\times$ 60 mm^2, divisée en 32 pistes parallèles (voir figure 5.4). Les pistes sont placées en position verticale. A chaque piste correspond donc un angle différent par rapport à l'axe faisceau. Pour limiter le nombre de voies à traiter par le système d'acquisition, les pistes des détecteurs silicium sont regroupées comme indiqué sur la figure 5.5. Les différents groupes de pistes sous-tendent ainsi un angle solide du même ordre de grandeur. On peut voir le positionnement des détecteurs Silicium dans la chambre à réaction sur la figure 5.5. Ces détecteurs sont placés au plus près de la cible afin de maximiser la couverture angulaire, qui est de l'ordre de 20% de 4π stéradians.

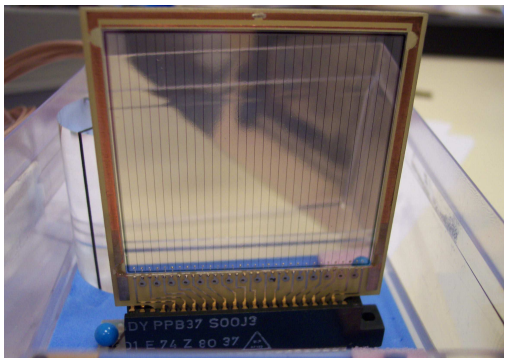

FIGURE 5.4 – Un détecteur silicium à pistes.

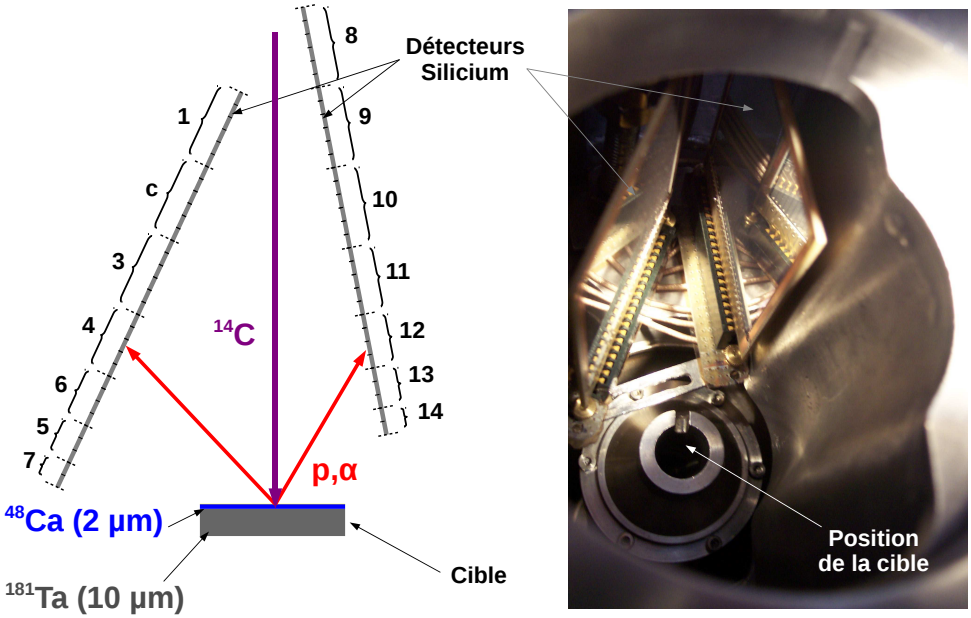

FIGURE 5.5 – Positionnement des détecteurs silicium par rapport à l'axe du faisceau et à la cible. Sur le schéma de gauche, on voit comment sont regroupées les pistes de silicium. A droite, on voit la position des détecteurs dans la chambre à réaction.

5.3 Analyse des données expérimentales

5.3.1 Classement des données

Le système d'acquisition COMET-Narval du tandem a été utilisé pour enregistrer individuellement chaque événement γ ou particule détecté. Les données sont ensuite traitées hors-ligne. Les algorithmes de conversion et de reconstitution de coïncidences décrits au paragraphe 5.3.1 ont été utilisés afin de convertir les données COMET-Narval en objet ROOT, puis de déterminer les décalages en temps entre les voies. (cette fois-ci inférieurs à 10 μs). Les différentes voies ont

ensuite été alignées en temps comme décrit au chapitre 4.

5.3.1.1 Alignement en temps

Les différences de temps de traitement et de longueur de câbles d'une voie à l'autre sont responsables d'un décalage systématique entre les voies, qui peut aller jusqu'à quelques dizaines de ns. Au cours de cette analyse, nous avons été surpris de n'observer aucun pic prompt, pour une fenêtre de temps de 1 μs, sur les spectres de temps entre les détecteurs connectés à deux cartes COMET différentes. Nous avons finalement réussi, dans un certain nombre de cas, à retrouver la position de ce pic prompt à une position très éloignée du zéro du spectre de temps (> 10 μs). Un décalage de cet ordre de grandeur est inexplicable si l'on considère uniquement les différences de temps de traitement ou de longueur de câbles entre les voies.

Les décalages observés sont dus au fait que l'acquisition doit être synchronisée au début de chaque run d'acquisition, par un signal envoyé simultanément à toutes les cartes COMET utilisées. Cette analyse a permis de mettre à jour ce problème qui est maintenant pris en compte lors des expériences réalisées avec cette acquisition.

Malheureusement, les décalages varient énormément d'un run à l'autre, et ils doivent être mesurés pour chaque run. Le temps nécessaire pour reconstruire les coïncidences augmentant très rapidement lorsqu'on augmente la largeur de la fenêtre de coïncidence, il a été impossible de mesurer des valeurs du décalage supérieures à 12 μs. La moitié des données n'a ainsi pas pu être exploitée du fait de l'impossibilité de reconstruire les corrélations temporelles entre les voies.

5.3.1.2 Étalonnage des détecteurs

Lorsqu'une impulsion arrive à la carte d'acquisition COMET, l'amplitude est mesurée, puis codée de manière discrète sur 15 bit (32768 canaux). La relation qui lie l'amplitude des impulsions fournies par la chaîne d'amplification à l'énergie déposée doit être établie afin d'obtenir la correspondance *énergie-canal*. Cette correspondance doit être établie indépendamment pour chaque détecteur, afin de tenir compte des différences de gain d'une voie à l'autre. Il est également nécessaire de tenir compte des variations pendant la durée de l'expérience, du gain des détecteurs et des différentes chaînes d'amplification (variation du taux de comptage, de la température, de l'humidité ambiante).

- **Étalonnage des détecteurs germanium**
  Dans le cas des détecteurs germanium, un étalonnage initial a été réalisé avec une source de ^{152}Eu, afin de vérifier, lors des runs sous faisceau, la position des raies dominant le spectre en énergie. Le signal issu de certaines voies germanium était, pour cette première expérience ORGAM, traité par une électronique relativement ancienne. Nous avons observé une dérive importante du gain de la plupart des détecteurs germanium au cours de la semaine d'expérience. Un étalonnage interne, à l'aide des raies dominant les spectres en énergie

(excitation coulombienne du ^{181}Ta, fusion-évaporation) a donc été réalisé. Pour certaines voies, cet étalonnage interne a dû être réalisé quasi-systématiquement pour chaque run de données.

– **Étalonnage des détecteurs de particules**
L'étalonnage en source des détecteurs de particules est plus complexe que l'étalonnage des détecteurs germanium. En effet, ces détecteurs de particules sont positionnés à l'intérieur de la chambre à réaction, et la source doit également être placée à l'intérieur de la chambre afin de permettre une irradiation des détecteurs. L'acquisition d'un run d'étalonnage en source nécessite alors de casser le vide de la chambre à réaction afin d'y positionner la source, puis de rétablir le vide. Il faut ensuite faire remonter à nouveau la pression dans la chambre pour retirer la source et revenir à une acquisition des données sous faisceau.
De plus, la source *triple* α disponible (^{239}Pu, ^{241}Am, ^{244}Cu) ne possède que trois raies α à des énergies comprises entre 5,1 MeV et 5,8 MeV. La gamme en énergie dans laquelle on s'attend à détecter des particules se situe entre 0 et 25 MeV (énergie faisceau). L'étalonnage en source est donc assez peu fiable dans cette gamme d'énergie. On peut cependant effectuer un étalonnage sous-faisceau en utilisant comme repère la diffusion élastique du faisceau de ^{14}C sur la couche d'or déposée en surface de la cible, et qui donne lieu au pic le plus énergétique observé sur les spectres des détecteurs de particules. On peut calculer l'énergie d'un noyau de ^{14}C diffusé par un noyau de ^{197}Au en fonction de l'angle de diffusion. Connaissant l'angle de chaque détecteur silicium par rapport à l'axe du faisceau, on peut en déduire l'énergie correspondant à ce pic de diffusion élastique, et ainsi utiliser cette référence pour étalonner le détecteur.

5.3.1.3 Courbe d'efficacité

L'efficacité photo-pic ε_p d'un détecteur germanium mesure la probabilité qu'un photon émis par une source placée à la position du point cible, dépose la totalité de son énergie dans le cristal de germanium. On a donc

$$\varepsilon_p = \frac{N_{photopic}}{N_{émis}} \tag{5.1}$$

Cette efficacité dépend fortement de l'énergie du photon. La désexcitation d'un noyau donné conduit à l'émission de raies γ à différentes énergies. Pour mesurer l'intensité relative des raies γ émises lors de la désexcitation d'un noyau, il est nécessaire de connaître l'évolution de cette efficacité avec l'énergie incidente. On construit donc une courbe d'efficacité afin de mesurer cette évolution. On utilise pour cela une source étalon pour laquelle les intensités des raies γ sont connues. Une mesure de l'efficacité absolue nécessite également de connaître l'activité de la source. On mesure alors, pour chaque raie γ, le rapport du nombre de photons détectés dans le photo-pic sur le nombre totale de photons γ émis à l'énergie considérée.

Une mesure d'efficacité a été réalisée au cours de cette expérience, à l'aide d'une source de ^{152}Eu placée à la position de la cible. Il s'est malheureusement avéré au cours de l'analyse, que le run d'efficacité enregistré était corrompu. Nous avons donc dû utiliser un run d'efficacité obtenu avec le détecteur ORGAM, dont la géométrie est identique, pour obtenir la courbe d'efficacité du dispositif. Nous obtenons la courbe présentée sur la figure 5.6, qui donne l'efficacité relative du multi-détecteur germanium en fonction de l'énergie. La courbe a été obtenue à l'aide d'un ajustement par une fonction du type :

$$\varepsilon(E) = \alpha_1 \cdot \exp\left(-\frac{\alpha_2}{E}\right) \cdot E^{\alpha_3} \tag{5.2}$$

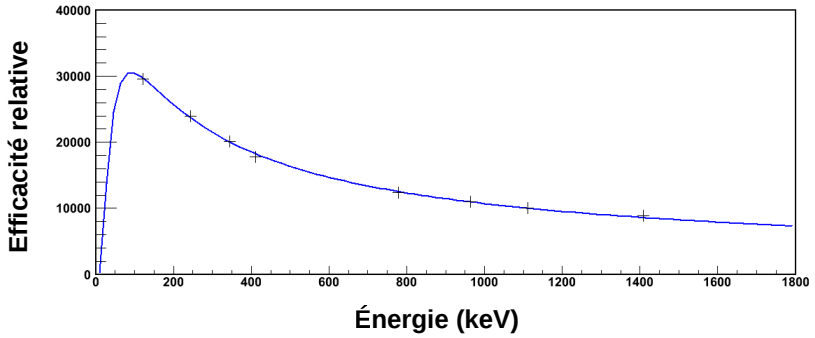

FIGURE 5.6 – Courbe d'efficacité relative de l'ensemble de détection germanium.

La forme de la courbe à basse énergie est ici à prendre avec précaution, notamment en ce qui concerne la position du maximum, qui apparait autour de 90 keV. Les différentes épaisseurs de matière morte traversées avant d'atteindre le détecteur deviennent non-négligeables pour les photons γ de basse énergie, induisant une diminution rapide de l'efficacité. Il aurait donc été utile de disposer d'une source permettant de réaliser un point entre 0 et 121 keV, ainsi qu'entre 121 keV et 244 keV, afin de mieux contraindre la courbe à basse énergie.

5.3.2 Étude des coïncidences $\gamma-$particule

5.3.2.1 Constitution d'une matrice $N(E_\gamma, E_{Si})$

Parmi les événements en coïncidence, qui ont été reconstruits en utilisant une fenêtre de temps de 1 μs, on recherche ceux qui associent un événement simple de type particule, détecté dans le silicium, à un événement γ, détecté dans le germanium. On note E_γ est l'énergie du photon et E_{Si} l'énergie de la particule détectée. On peut alors construire un histogramme à deux dimensions (matrice $N(E_\gamma, E_{Si})$) qui contient l'ensemble des couples (E_γ, E_{Si}), pour toutes les coïncidences photon-particule détectées.

On peut également construire le spectre de temps des événements composant cette matrice, qui représente le nombre de coïncidences en fonction de la différence de temps $t_{Ge} - t_{Si}$ (voir figure

5.7). Ce spectre donne une idée de la proportion de coïncidences fortuites. On constate que les vraies coïncidences, dont le nombre N_v est égal à l'intégrale du pic représenté en bleu foncé, sont peu nombreuses en comparaison des coïncidences fortuites qui sont responsables du fond constant sous le pic.

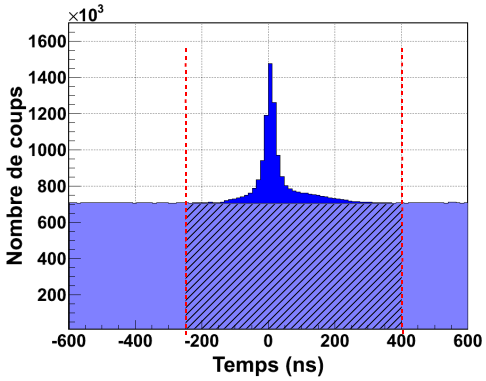

FIGURE 5.7 – Spectre de temps $t_{Ge} - t_{Si}$ des événements composant la matrice $N(E_\gamma, E_{Si})$.

L'étendue du pic prompt permet de considérer que la totalité des événements corrélés ont une distance en temps $t_{Ge} - t_{Si}$ comprise entre -250 ns et 400 ns. On choisi donc cette fenêtre de temps, délimitée sur le spectre de temps par les lignes pointillées rouge, pour construire la matrice $N(E_\gamma, E_{Si})$. On comptabilise également dans cette matrice, les coïncidences fortuites pour lesquelles la valeur de $t_{Ge} - t_{Si}$ est comprise dans la fenêtre de coïncidence. Le nombre N_f de coïncidences fortuites comptabilisées dans la matrice est égal à l'aire hachurée sur le spectre de temps de la figure 5.7. On cherche donc à effectuer une soustraction de fond afin de s'affranchir de la contribution de ces coïncidences fortuites.

5.3.2.2 Soustraction du fond

On construit pour cela deux matrices $N(E_\gamma, E_{Si})$, l'une constituée des coïncidences dont la valeur de $t_{Ge} - t_{Si}$ est comprise dans la fenêtre de temps, l'autre des événements pour lesquels cette valeur sort de la fenêtre de coïncidence. La première matrice contient N_v événements corrélés N_f événements fortuits. La seconde matrice contient uniquement des coïncidences fortuites, et permet donc de connaître la distribution de ces événements fortuits. On soustrait alors à la première matrice, la distribution, normalisée à N_f, des événements fortuits qui constituent la deuxième matrice.

5.3.2.3 Identification des mécanismes de réaction

On peut obtenir, en projetant une raie γ donnée, la distribution en énergie des particules en coïncidence. On peut voir la distribution caractéristique associée au faisceau après excitation Coulombienne dans le flash d'or, ainsi que dans le backing de tantale sur les figures 5.8 et 5.9. La figure 5.10 représente la distribution en énergie associée aux particules en coïncidence avec

la raie à 1006 keV du ^{56}Cr, qui s'avère être le principal contaminant issu des voies chargées de fusion-évaporation. On peut comparer le spectre obtenu expérimentalement au spectre des particules chargées évaporées calculé par PACE4, que l'on peut voir sur la figure 5.11.

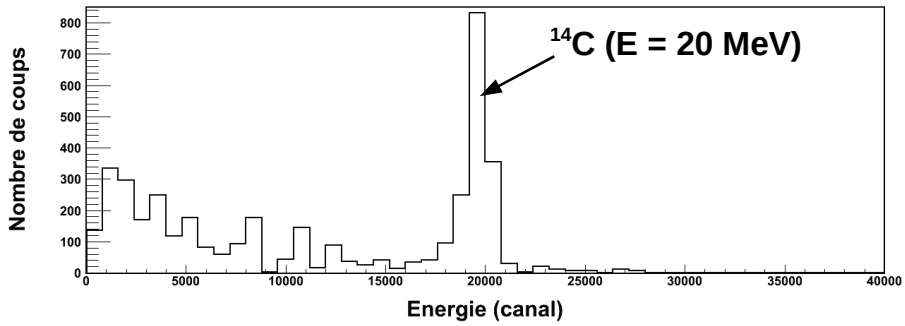

FIGURE 5.8 – Spectre en énergie des particules en coïncidence avec la raie à 279 keV due à l'excitation Coulombienne du ^{197}Au.

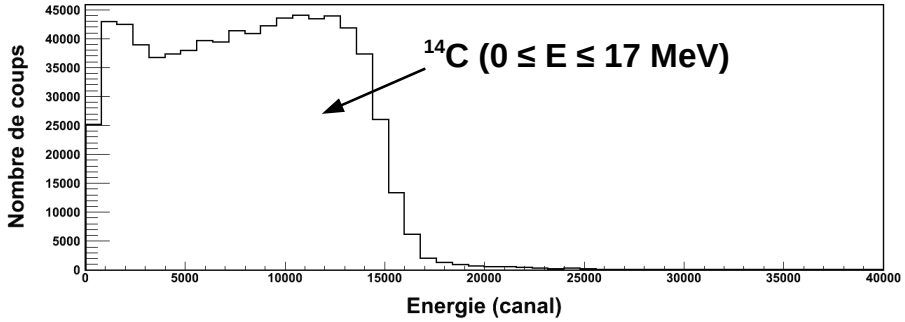

FIGURE 5.9 – Spectre en énergie des particules en coïncidence avec la raie à 136 keV due à l'excitation Coulombienne du ^{181}Ta.

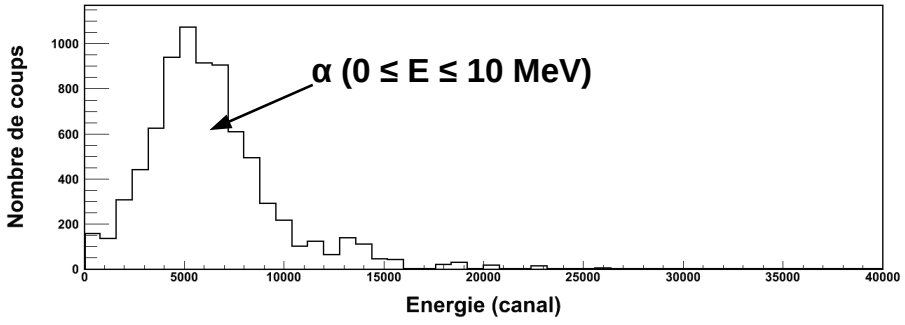

FIGURE 5.10 – Spectre en énergie des particules en coïncidence avec la raie à 1006 keV du ^{56}Cr produit par fusion-évaporation.

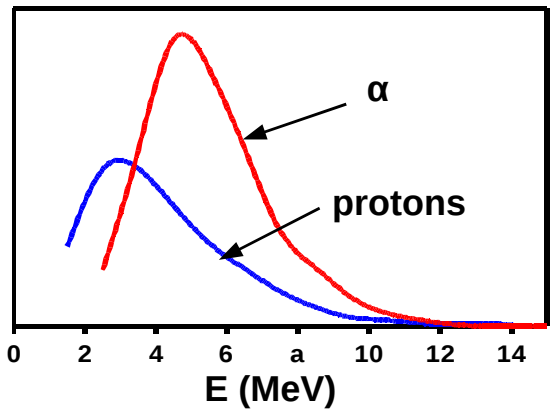

FIGURE 5.11 – Spectre en énergie des particules évaporées entre 100° et 170° d'après un calcul PACE4.

La distribution en énergie des particules chargées en coïncidence avec une raie γ donnée permet donc de déterminer le mécanisme par lequel a été produit le noyau émetteur.

5.3.3 Matrice de coïncidences $\gamma - \gamma$

Pour retrouver les corrélations entre les photons émis en cascade par un noyau donné, on reconstruit un spectre en énergie à deux dimensions, appelé matrice de coïncidences. Cette matrice contient l'ensemble des couples (E_γ, E'_γ) de deux photons γ et γ' détectés en coïncidence. En projetant une raie γ donnée, et après une soustraction de fond appropriée, on obtient un spectre en énergie sur lequel on observe les différentes raies γ en coïncidence avec la raie considérée, et qui appartiennent donc à la même cascade. On peut ainsi reconstruire le schéma de niveaux du noyau et identifier les différents chemins conduisant à sa désexcitation.

Pour reconstruire la matrice de coïncidence $\gamma - \gamma$, on utilise à nouveau l'arbre ROOT contenant les coïncidences d'ordre 1. On créé un histogramme à deux dimensions, et pour chaque coïncidence entre deux événements germanium, on incrémente, de manière symétrique, les canaux correspondant aux coordonnées (E_γ, E'_γ) et (E'_γ, E_γ).

5.3.3.1 Projection d'une raie γ et origine du fond

La projection d'une plage d'énergie $E_\gamma \pm \Delta E$ de la matrice, correspondant à une raie γ donnée, comporte plusieurs composantes :

– les événements photo-pic sont en coïncidence avec les raies γ appartenant à la même cascade, ainsi qu'avec le fond Compton relatif aux différentes raies de cette cascade. Cette composante du spectre permet d'identifier les cascades de photons qui désexcitent un noyau donné.

– les événements Compton, correspondant à un dépôt d'énergie dans la gamme $E_\gamma \pm \Delta E$, sont en coïncidence avec toutes les cascades de photons γ pour lesquels un photon de la cascade est susceptible de déposer la "bonne" énergie par effet Compton, ainsi qu'avec le fond Compton associé au différentes raies γ de ces cascades.
– les événements photo-pic et Compton sont en coïncidence fortuite avec tous les photons émis par les réactions dans la cible.

La contribution des coïncidences fortuites est prise en compte séparément de la contribution due à l'effet Compton.

5.3.3.2 Prise en compte des coïncidences fortuites

Dans le cas des coïncidences γ-particule, le taux de comptage élevé mesuré dans les détecteurs silicium conduit à un taux de coïncidences fortuites important. Au contraire, dans le cas des coïncidences entre photons γ, il est possible, dans certaines conditions, de négliger ces coïncidences fortuites.

On peut quantifier la part des coïncidences fortuites parmi les événements comptabilisés dans la matrice en étudiant le spectre de temps (figure 5.12) associé à cette matrice. On peut ainsi déterminer une fenêtre de coïncidence optimale, qui permet de limiter la proportion de coïncidences fortuites tout en maximisant le nombre de vraies coïncidences comptabilisées.

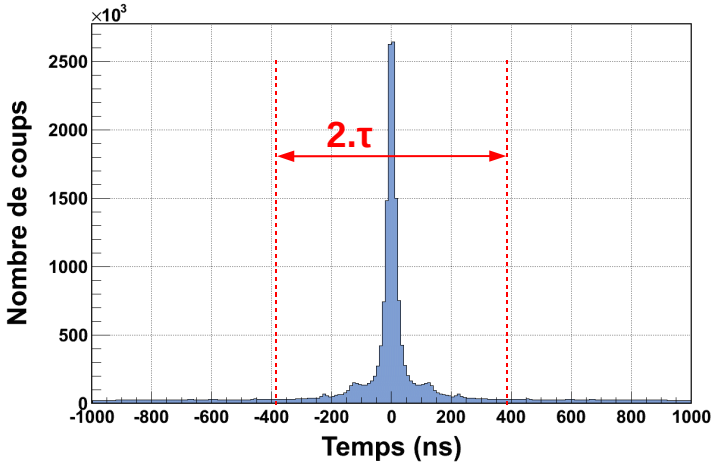

FIGURE 5.12 – Spectre de temps des événements composant la matrice de coïncidence $\gamma - \gamma$.

Le nombre de coïncidences fortuites est estimé à partir de la hauteur du fond à l'extrémité du spectre de temps (i.e. Δt = 1000 ns). On suppose donc que deux événements distants de 1000 ns ne peuvent être corrélés. On a donc

$$N_f(\tau) = 2\tau * 2100. \tag{5.3}$$

Partant de cette supposition, on peut calculer pour différentes valeurs de la fenêtre de temps τ, le rapport du nombre de coïncidences fortuites $N_f(\tau)$ sur le nombre total de coïncidences comptabilisées $N(\tau)$. La courbe bleue sur la figure 5.13 représente l'évolution de ce rapport en fonction de la valeur de τ. On peut également calculer, en fonction de τ, le nombre de vraies coïncidences qui sont rejetées. On doit pour cela à nouveau faire l'hypothèse qu'une fenêtre de temps de 1000 ns permet de comptabiliser la totalité $N_{v_{total}}$ des vraies coïncidences. La courbe violette présentée sur la figure 5.13 montre l'évolution du rapport $(N_{v_{total}} - N_v(\tau))/N_{v_{total}}$, qui représente la proportion de vraies coïncidences rejetées, en fonction de la largeur de la fenêtre de coïncidence choisie.

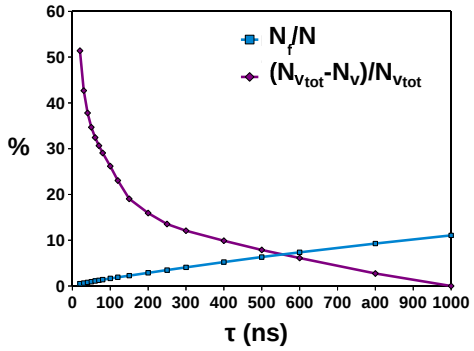

FIGURE 5.13 – Evolution de la part des coïncidences fortuites, et de la proportion de vraies coïncidences comptabilisées, en fonction de la largeur de la fenêtre de coïncidence τ.

On choisi d'utiliser une fenêtre de coïncidence $\tau = 250$ ns. Avec cette condition, on rejette 13 % des vraies coïncidences. La part des coïncidences fortuites est alors d'environ 4 %. Ces coïncidences fortuites sont des coïncidences entre les photons qui dominent les spectres directs. Elles impliquent principalement les photons à 136,2 keV, 165,4 keV et 301,5 keV, émis à la suite de l'excitation Coulombienne du backing de tantale. Les raies les plus intenses émises par le noyaux de ^{59}Fe, qui est la voie dominante en fusion-évaporation, contribuent également à ces coïncidences fortuites.

5.3.3.3 Soustraction du fond Compton

Si on néglige les coïncidences fortuites, l'ensemble des événements qui composent la matrice (E_γ, E_γ) ont donc pour origine des photons corrélés. On doit cependant distinguer les coïncidences entre :

- deux événements photo-pic
- un événement photo-pic et un événement Compton
- deux événements Compton

En plus des coïncidences fortuites, on néglige ici les coïncidences induites par la diffusion d'un photon par effet Compton d'un détecteur vers un autre. La géométrie des enceintes anti-Compton doit en effet permettre de rejeter la majorité de ces événements.

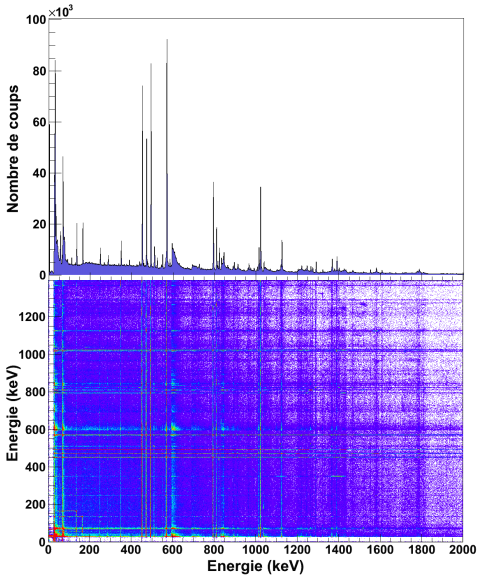

FIGURE 5.14 – Matrice de coïncidences $\gamma - \gamma$ et sa projection totale.

On peut voir sur la figure 5.14 la matrice $\gamma - \gamma$, ainsi que le spectre obtenu par projection de la totalité de cette matrice sur l'un des axes. On voit que le spectre projection qui correspond à une multiplicité γ égale à 2, est non-plus dominé par les raies γ de l'excitation Coulombienne du ^{181}Ta, mais par les raies γ des noyaux produits par fusion-évaporation. En effet, la fusion-évaporation peuple les noyaux à haute énergie d'excitation, alors que la probabilité d'exciter un état donné par excitation Coulombienne décroît rapidement avec l'énergie de cet état. La multiplicité γ moyenne est donc beaucoup plus importante pour les noyaux produits par fusion-évaporation.

Lorsqu'on projette une raie γ donnée, le fond Compton sous le photo-pic (événements Compton-photo-pic et Compton-Compton) est également projeté. Les événements en coïncidence avec ce fond Compton se superposent donc au spectre des photons en coïncidence avec le photo-pic. Ces photons en coïncidence avec le fond Compton ont une distribution en énergie similaire à la distribution en énergie obtenue par projection totale de la matrice $\gamma - \gamma$. On soustrait donc au spectre brut obtenu par projection d'une raie γ donnée, une fraction de la projection totale, normalisée au nombre d'événements Compton dans la plage d'énergie projetée.

5.4 Étude du noyau de ^{59}Mn

Une étude de la décroissance β du ^{59}Mn [Oino 01] a permis d'attribuer un spin-parité $I_\pi = 5/2^-$ à son état fondamental. Le ^{59}Mn a également été étudié [Lidd 05] par décroissance beta du ^{59}Cr. Trois états excités ont été identifiés à 112, 1238, et 1900 keV. Une étude plus récente [Vali 08] a menée au LNL, où le ^{59}Mn a été directement produit par des réactions de transfert multi-nucléons entre un faisceau de ^{70}Zn et une cible de ^{238}U. Le spectromètre PRISMA, placé à l'angle de

grazing, a permis d'identifier directement les noyaux de ^{59}Mn produits. La détection des photons γ en coïncidence a permis d'observer cinq transitions γ à 111, 252, 937, 1189, et 1620 keV, attribuées au ^{59}Mn. Cette étude n'a pas permis d'observer de coïncidences $\gamma - \gamma$ du fait de la trop faible statistique. Le schéma de niveau proposé a donc été établi par analogie avec le schéma de niveaux du noyau impair voisin de ^{57}Mn. Quatre états excités ont ainsi été proposés à 111, 1048, 1300 et 2920 keV. L'analyse des données présentées ici a été réalisée à la même période, et a permis de confirmer le schéma de niveaux proposé par [Vali 08], grâce à l'étude des coïncidences $\gamma - \gamma$.

5.4.1 Identification du ^{59}Mn

Le point de départ de l'analyse est la transition à 111,2 keV que nous observons sur les spectres γ directs. Nous pouvons confirmer que cette transition correspond à un noyau produit par fusion-évaporation en observant le spectre en énergie des particules en coïncidence avec cette raie γ (figure 5.15). On retrouve la forme caractéristique observée pour la raie à 1006 keV du ^{56}Cr (voir figure 5.10). Le maximum est ici décalé vers les basses énergies, témoignant du fait que les particules chargées en coïncidence avec cette raie à 111 keV sont ici des protons est non des particules α (voir fig. 5.11).

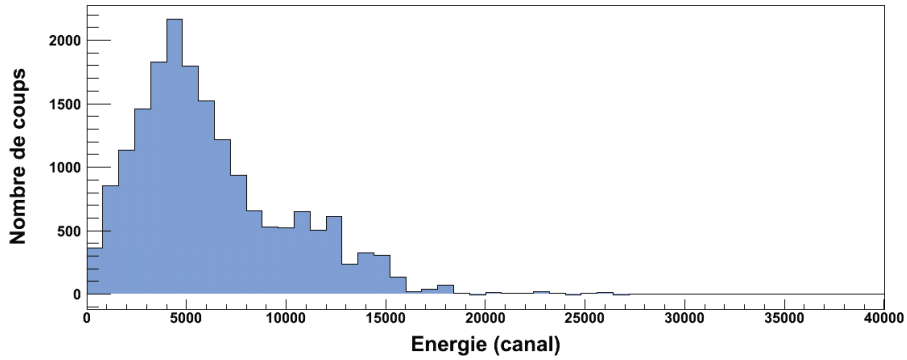

FIGURE 5.15 – Spectre en énergie des protons en coïncidence avec la raie à 111 keV.

5.4.2 Étude du ^{59}Mn par spectroscopie γ

En se basant sur cette transition à 111 keV, attribuée au ^{59}Mn, nous pouvons utiliser la matrice (E_γ, E_γ) pour déterminer quelles sont les raies γ en coïncidence. La figure 5.16 montre le spectre γ en coïncidence avec cette raie. Le spectre est dominé par les transitions à 252, 937, 1188, et 1620 keV déjà observées [Vali 08]. On observe également trois raies γ moins intenses à 180, 297 et 1692 keV.

La raie la plus intense, à 1188 keV est également en coïncidence avec les raies à 297 et 1620 keV, comme le montre le spectre de la figure 5.17. Le spectre γ en coïncidence avec la raie à 1620

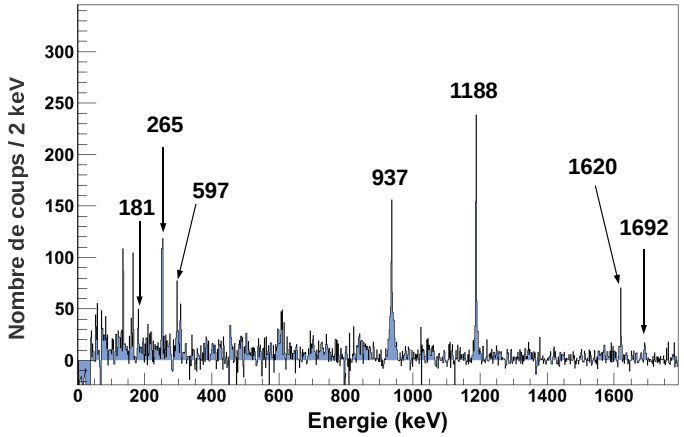

FIGURE 5.16 – Spectre γ en coïncidence avec la raie à 111 keV.

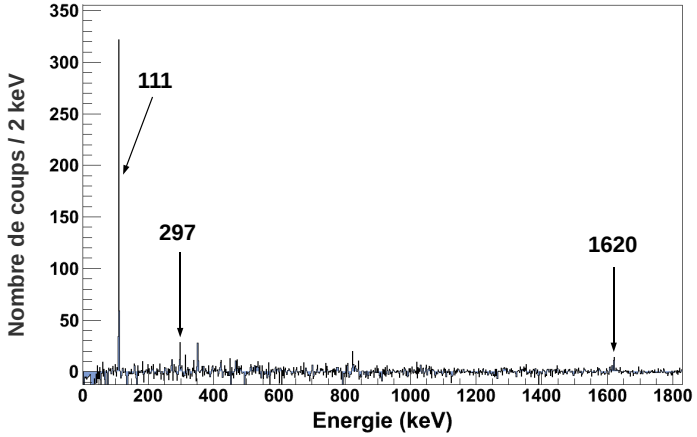

FIGURE 5.17 – Spectre γ en coïncidence avec la raie à 1188 keV.

keV montre qu'elle est bien en coïncidence avec les raies à 111, et 1188 keV, et également avec la raie à 297 keV. On peut donc confirmer que les quatre transitions, à 111, 297, 1188, et 1620 keV appartiennent à la même cascade. En tenant compte des intensités relatives, on peut confirmer la présence de trois états à 111, 1300, et 2919 keV proposés par [Vali 08]. On peut ajouter un état supplémentaire à 3216 keV, qui se désexcite au travers de la transition à 297 keV, vers l'état situé à 2919 keV.

Le spectre 5.19 montre que la transition à 937 keV est en coïncidence avec la raie à 111 keV, ainsi qu'avec la raie à 252 keV, qui appartiennent donc à la même cascade. En revanche, la raie à 1188 keV n'est pas en coïncidence avec ces deux transitions, ce qui confirme que les transitions à 937 et 1188 keV appartiennent à deux cascades différentes. Comme la transition à 252 keV n'est pas vue en coïncidence avec celle à 1188 keV, on peut également affirmer que ces deux transitions sont en parallèles. La somme des énergies des transitions à 252 et 937 keV, correspond bien à une

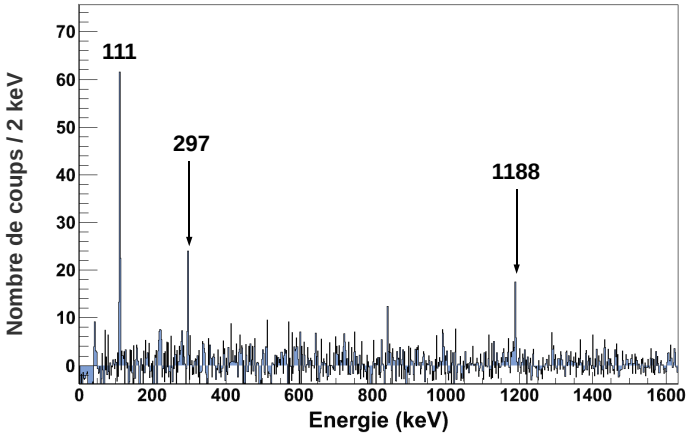

FIGURE 5.18 – Spectre γ en coïncidence avec la raie à 1620 keV.

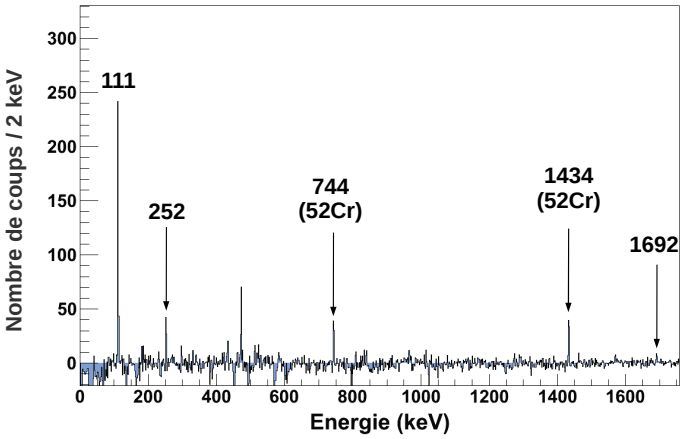

FIGURE 5.19 – Spectre γ en coïncidence avec la raie à 937 keV.

énergie de 1188 keV. On peut ainsi supposer que ces deux transitions désexcitent l'état à 1300 keV en parallèle de la transition à 1188 keV, vers l'état à 111 keV. En considérant les intensités relatives des raies à 252 et 1188 keV, on peut ainsi confirmer la présence du niveau à 1048 keV proposé par [Vali 08], alimenté par la transition à 252 keV désexcitant l'état situé à 1300 keV.

Le spectre 5.20 montre que la transition à 1692 keV est en coïncidence avec les transitions à 111, 180, et 937 keV. En revanche, on n'observe pas de coïncidences avec la raie à 252 keV. On peut donc penser que les transitions à 252 keV et 1692 keV alimentent en parallèle l'état situé à 1048 keV, ce qui permet de proposer un état supplémentaire à une énergie d'excitation de 2740 keV, alimenté par une transition à 180 keV, désexcitant l'état à 2919 keV. Cet état se désexcite ensuite vers l'état à 1048 keV au travers de la transition à 1692 keV.

A l'aide des données ainsi recueillies, on peut proposer le schéma de niveaux présenté sur la figure 5.21. Les états et les transitions qui apparaissent en rouge ont été déterminés grâce aux

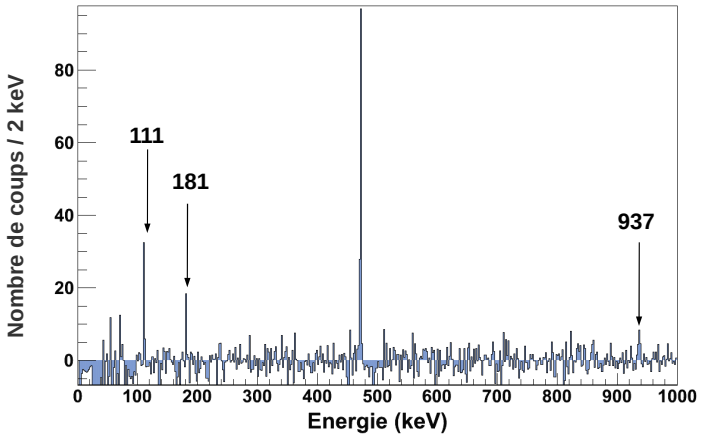

FIGURE 5.20 – Spectre γ en coïncidence avec la raie à 1692 keV.

TABLE 5.1 – Energie d'excitation E_x et spin parité I^π des états attribués au ^{59}Mn. Energie E_γ et intensité relative I_γ des photons γ désexcitant ces niveaux.

$E_x\,(keV)$	I^π	$E_\gamma\,(keV)$	$I_\gamma\,(\%)$
111,2	$7/2^-$	111,2	
1048,2	$9/2^-$	936,6	71
1299,6	$11/2^-$	1188,4	100
		251,9	16
2739		1692	15
2919	$15/2^-$	180	5
		1619	29
3216		297	9

données de cette expérience. Des travaux réalisés plus récemment [Step 10] ont permis d'étendre ce schéma de niveaux, jusqu'à une énergie d'excitation supérieure à 7 MeV. Ces travaux ont également permis d'étudier la distribution angulaire des photons détectés, et d'établir le moment angulaire ainsi que la parité de nombreux états de ce noyau. Le moment angulaire et la parité des états proposés par [Step 10] ont été ajoutés sur la figure.

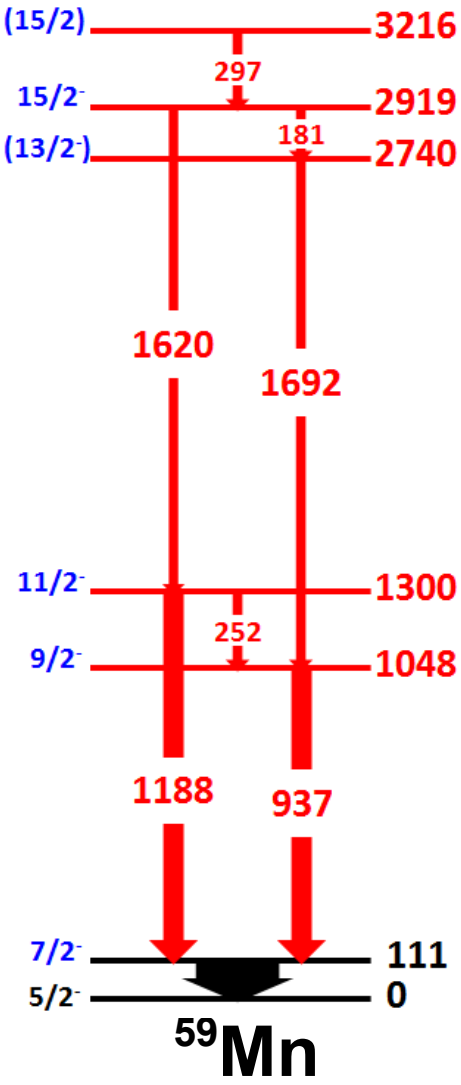

FIGURE 5.21 – Schéma de niveaux du ^{59}Mn.

5.5 Étude du noyau de ^{57}Cr

Les premières données sur le spectre en énergie d'excitation du ^{57}Cr ont été obtenues en étudiant les raies γ émises suite à la décroissance β du ^{57}V [Mant 03]. Quatre états excités ont été proposés à 268, 693, 942 et 1583 keV. En étudiant les spectres γ en coïncidence avec les transitions déjà observées, nous pouvons étendre le schéma de niveaux de ce noyau jusqu'à une énergie d'excitation de 3,5 MeV. On peut voir sur les figures 5.22 et 5.23 les spectres γ en coïncidence avec les transitions les plus intenses, à 942 keV et 268 keV.

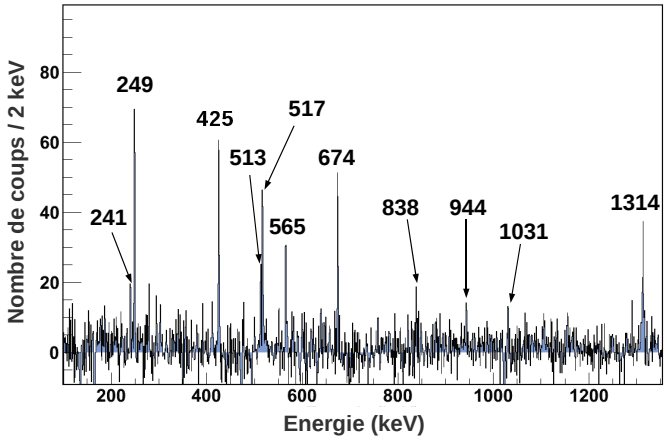

FIGURE 5.22 – Spectre γ en coïncidence avec la raie à 268 keV.

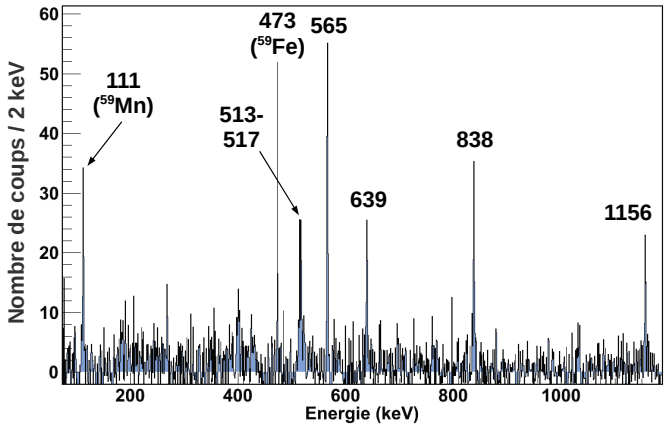

FIGURE 5.23 – Spectre γ en coïncidence avec la raie à 942 keV.

Le schéma de niveaux obtenu dans le cadre de cette expérience est présenté sur la figure 5.24. Les états et transitions nouvelles qui ont été observés au cours de cette expérience apparaissent en rouge.

Une expérience plus récente, dans laquelle le noyau de ^{57}Cr a été produit par fusion-évaporation auprès de l'accélérateur ATLAS (*Argonne National Laboratory*) et étudié avec le multi-détecteur germanium GAMMASHPERE, a depuis permis d'étendre le schéma de niveaux de ce noyau jusqu'à une énergie d'excitation supérieure à 10 MeV [Deac 05]. Cette expérience a également permis de déterminer le moment angulaire et la parité de nombreux états excités de ce noyau, qui ont été ajouté a titre indicatif sur la figure 5.24.

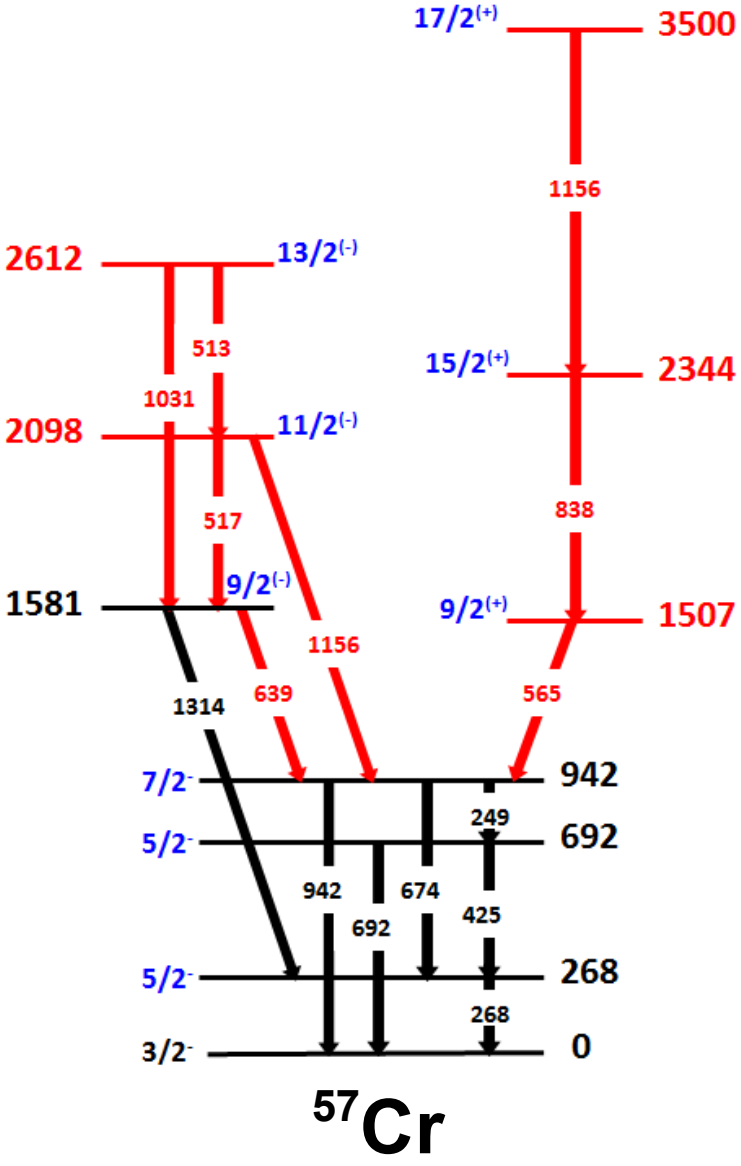

FIGURE 5.24 – Schéma de niveaux du ^{57}Cr établi grâce aux données de cette expérience. Le spin et la parité des états excités sont tirés des résultats proposés par [Deac 05].

5.6 Discussion sur la structure des isotopes de *Mn* et *Cr*

5.6.1 Structure des isotopes impairs de *Mn*

Les isotopes impairs de manganèse, qui possèdent 3 trous protons dans la couche $f_{7/2}$, sont caractérisés par un état fondamental $I^{\pi} = 5/2^{-}$, au-dessus duquel se trouve un état $7/2^{-}$ à faible énergie d'excitation. La seule exception est l'isotope magique en neutrons ^{53}Mn, pour lequel l'état fondamental est un état $7/2^{-}$, alors que le premier état excité est un état $5/2^{-}$ à une énergie d'excitation de 378 keV. Les isotopes de manganèse se caractérisent également par un doublet $9/2^{-} - 11/2^{-}$ à une énergie de l'ordre de 1 MeV au dessus de l'état $7/2^{-}$.

Le modèle en couche utilisé à l'ordre 0 prévoit un état fondamental $7/2^{-}$ pour tous ces isotopes de manganèse impairs. L'émergence d'un état fondamental $5/2^{-}$ dans le ^{55}Mn a été interprété pour la première fois par Paar et al. [Paar 73], dans le cadre du modèle d'Alaga, qui considère l'interaction des trois trous protons dans la couche $\pi f_{7/2}$, avec les vibrations harmoniques du cœur semi-magique de nickel sous-jacent.

Plus récemment, la structure des isotopes de manganèse a été interprétée dans le cadre de calculs de modèle en couches utilisant l'interaction GXPF1A [Step 10]. Ces calculs permettent de reproduire la séquence des état yrast des noyaux de $^{57,59}Mn$, jusqu'à un spin $15/2^{-}$.

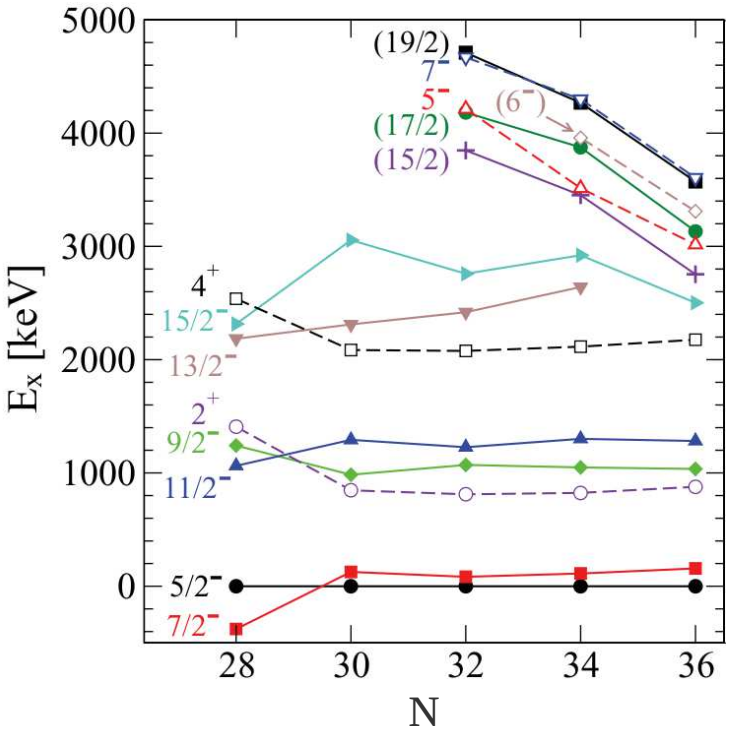

FIGURE 5.25 – Systématique de l'énergie des états dans les isotopes impairs de manganèse, extrait de [Chia 10]. Les états représentés par des symboles vides, reliés par des lignes pointillées sont les états observés dans les noyaux de fer.

Les données récentes obtenues sur l'isotope de ^{61}Mn [Chia 10] confirment une structure similaire en ce qui concerne la séquence des états yrast jusqu'à un spin $15/2$, comme on peut le voir sur la figure 5.25. On voit que l'énergie des états de parité négative varie très peu avec N jusqu'à un spin $15/2$. L'énergie des états dans les isotopes de manganèse est ici mise en parallèle avec la systématique de l'énergie des états 2^+ et 4^+ observés dans les isotopes de fer adjacents, qui varie également très peu avec le nombre de neutrons.

A l'inverse, l'énergie des états situés au-dessus de l'état $15/2_1$ décroit rapidement avec l'augmentation du nombre de neutrons. La figure 5.25 montre que l'énergie de ces états semble évoluer de manière analogue à l'énergie des états intrus de parité négative observés dans les isotopes adjacents de fer. Ces états intrus dans les isotopes de fer ne peuvent être reproduits qu'en autorisant la promotion de neutrons vers l'orbitale intruse de parité positive $\nu g_{9/2}$. Il est donc tentant, comme le suggère Chiara et al. [Chia 10], d'attribuer une parité positive aux états observés à haute énergie d'excitation dans les isotopes de manganèse, ce qui confirmerait la nécessité d'élargir l'espace de valence à cette orbitale $\nu g_{9/2}$.

5.6.2 Structure des isotopes de fer et de chrome impairs en neutrons

Les isotopes impairs de fer et de chrome possèdent un neutron de valence non-apparié. Les propriétés des états nucléaires de ces noyaux sont alors directement liées à l'état de particule individuelle occupé par ce neutron non-apparié. Les réactions de transfert $^{52}Cr(d,p)^{53}Cr$ $^{54}Fe(d,p)^{55}Fe$ [Bock 65] et $^{54}Fe(d,p)^{55}Fe$ ont très tôt permis de mettre en évidence la population d'un état $l = 4$ avec un facteur spectroscopique important. Cet état a naturellement été interprété comme un état de particule individuelle correspondant à la promotion du neutron non-apparié vers l'orbitale intruse $g_{9/2}$. Les études ultérieures réalisées sur les noyaux de chrome et de fer impairs plus riches en neutrons ont montré que l'énergie de cet état intrus $I^\pi = 9/2^+$ diminue très rapidement avec l'augmentation du nombre de neutrons, comme le montre la figure 5.26. Dans le cas du ^{61}Fe et du ^{59}Cr ($N = 35$), l'état $9/2^+$ est isomérique, et se situe à faible énergie d'excitation inférieure à 1 MeV. L'émergence de cet état intrus $9/2^+$ à une énergie d'excitation de plus en plus faible montre bien l'importance de l'orbitale intruse $\nu g_{9/2}$ dans les configurations observées.

Une structure de bande rotationnelle, bâtie sur cet état intrus de parité positive, a été mise en évidence par les données obtenues récemment sur les isotopes de $^{59,61}Fe$, $^{55,57}Cr$ [Appe 03, Hote 08, Deac 07, Deac 05, Deac 11]. L'observation de cette bande rotationnelle est un signe que la collectivité apparait bien avant $N = 38$ dans les noyaux de chrome et de fer de la couche fp.

Le fait qu'une seule signature ne soit observée dans cette bande rotationnelle abonde dans le sens d'une bande découplée bâtie sur une configuration de Nilsson $1/2^+[440]$, qui correspond à une déformation prolate. Le calcul des rapports d'embranchement prédit pour la transition $9/2^+ \rightarrow 7/2^-$, une intensité deux ordres de grandeur supérieure à l'intensité de la transition intra-bande $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$, ce qui explique la non-observation des états $5/2^+$ et $1/2^+$ de cette bande rotationnelle. De nombreuses études théoriques, notamment celle publiée récemment par Yang et

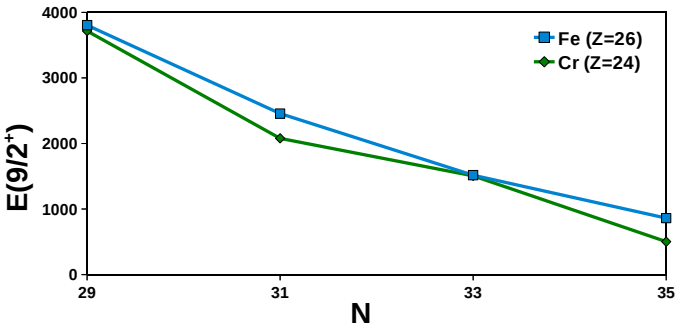

FIGURE 5.26 – Energie de l'état $9/2^+_1$ des noyaux de fer et de chrome impairs au-delà de $N = 28$.

al. [Yang 11] tendent à confirmer cette interprétation de la structure de cette bande rotationnelle, associée à une déformation prolate.

Dans le cas des noyaux de $^{63,65}Fe$, la position de l'état $9/2^+$ relativement à l'état fondamental n'a pas pu être déterminée expérimentalement avec certitude. Les résultats obtenus par des mesures de décroissance isomérique dans les noyaux de ^{65}Fe et ^{67}Fe [Grzy 98] ont permis d'observer la présence d'états isomériques à une énergie d'excitation de 364 keV et 367 keV, auxquels ont été attribués un spin $5/2^-$. L'état fondamental de ces noyaux pourrait donc être cet état $9/2^+$. Les calculs de modèle en couches présentés dans [Luna 07], réalisés avec l'interaction effective fpg, proposent cet état $9/2^+$ comme état fondamental pour le ^{63}Fe. Les mêmes calculs réalisés pour le ^{65}Fe placent cet état à une énergie d'excitation de seulement 11 keV au-dessus d'un état fondamental $3/2^-$. Ces calculs parviennent à reproduire de manière satisfaisante la séparation en énergie entre les états appartenant à la bande rotationnelle bâtie sur l'état supposé $9/2^+$, observée dans les noyaux de $^{61-65}Fe$. Dans tous les cas, la fonction d'onde des états prédits comporte une composante importante correspondant à la promotion de neutrons à travers le gap $N = 40$, vers l'orbitale $g_{9/2}$, qui possède un taux d'occupation significatif.

5.7 Conclusion

Les données recueillies sur les noyaux de ^{59}Mn et ^{57}Cr grâce à l'expérience décrite ici ont permis d'étendre le schéma de niveaux de ces noyaux par rapport aux données disponibles au moment l'analyse, obtenues principalement grâce à des expériences de décroissance β. Les spectres en énergie d'excitation que nous avons déduits de cette analyse ont depuis été étendus grâce à des expériences utilisant des détecteurs de plus grande efficacité, qui ont également permis de déterminer le moment angulaire et la parité de nombreux états.

La structure des isotopes riches en neutrons de la couche fp a été interprétée dans le cadre de calculs de modèle en couches faisant appel à différentes interactions agissant dans l'espace de valence constitué des orbitales de la couche fp. L'interaction GXPF1 a notamment permis d'inter-

préter les données concernant les isotopes les moins riches en neutrons, et notamment l'émergence du gap $N = 32$. La non-observation, dans la chaîne isotopique des noyaux de titane, du gap $N = 34$ prédit par cette interaction, a conduit au développement de l'interaction GXPF1A, qui a depuis été largement utilisée pour reproduire le spectre en énergie d'excitation des isotopes au-delà de $N = 32$. La présence d'états intrus à faible énergie d'excitation montre cependant les limites d'un espace modèle excluant l'orbitale $g_{9/2}$. De nombreux effort sont menés actuellement sur le plan théorique pour bâtir une interaction agissant dans un espace de valence plus vaste, incluant notamment l'orbitale $\nu g_{9/2}$.

La tendance de cette orbitale à induire une polarisation du cœur est à l'origine de l'émergence de structures collectives à basse énergie d'excitation dans les noyaux de cette région. Une apparition de la collectivité à l'approche du gap $N = 40$ a également été mise en évidence récemment grâce à l'étude des isotopes pair-pair proches de $N = 40$. Cette apparition de la collectivité a mené à la mise au point d'une nouvelle interaction appelée LNPS [Lenz 10], qui permet de reproduire les propriétés des états observés dans les isotopes pair-pair de Ni, Fe, et Cr proches de $N = 40$. Cette nouvelle interaction agit dans un espace de valence beaucoup plus large que les interactions utilisées jusque là, incluant les orbitales $\nu g_{9/2}$ et $\nu d_{5/2}$. Il serait intéressant de comparer les prédictions de cette interaction avec les données concernant les isotopes situés en amont du gap $N = 40$, notamment en ce qui concerne la position de ces états intrus. Les données expérimentales disponibles concernant les isotopes de chrome et de fer impairs à partir de $N = 35$ sont cependant très limitées, et doivent être étendues afin de permettre une comparaison avec les calculs théoriques.

Chapitre 6

Modèle de couplage intermédiaire pour la description des isotopes de chrome impairs

Les noyaux de chrome riches en neutrons ont été largement étudiés ces dernières années, et les données présentées dans ce manuscrit n'ont malheureusement pas permis d'apporter d'informations supplémentaires sur le schéma de niveaux du ^{57}Cr, déjà bien connu [Deac 05]. La plupart des interprétations proposées, concernant les isotopes de chrome au-delà de $N = 28$, sont basées sur des calculs de modèle en couche. La complexité des fonctions d'onde obtenues par ce type de calculs ne permet cependant pas une interprétation simple de la structure sous-jacente des états prédits.

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons tenté de décrire les noyaux de chrome impairs riches en neutrons en utilisant un modèle de couplage intermédiaire. Ce modèle phénoménologique, développé pour décrire la structure des isotopes impairs possédant un cœur semi-magique ± 1 nucléon, peut être étendu, dans certaines conditions, aux isotopes impairs possédant des nucléons de valence des deux types.

On considère, dans le cadre de ce modèle, les excitations individuelles du nucléon non-apparié, couplées aux excitations de type vibrationnelles du cœur pair-pair sous-jacent. Ce modèle reste, en principe, applicable aux noyaux ne possédant pas de couche fermée, sous réserve que les excitations du cœur pair-pair considéré restent vibrationnelles.

Les calculs présentés dans ce chapitre ont été réalisés à l'aide de programmes développés par Kris Heyde, en langage FORTRAN 77.

6.1 Description du modèle de couplage intermédiaire

6.1.1 Hamiltonien

Le modèle de couplage intermédiaire suppose que l'Hamiltonien du système *cœur + 1 nucléon* peut être décomposé en trois parties indépendantes, soit :

$$H = H_{coll} + H_{s.p.} + H_{int}. \tag{6.1}$$

L'Hamiltonien H_{coll} décrit les excitations du cœur, $H_{s.p.}$ décrit les états de particule individuelle accessibles au nucléon non-apparié, et H_{int} décrit le couplage entre les oscillations du cœur et les états de particule individuelle. Les vibrations quadripolaires associées à la surface du cœur sont décrites par :

$$r = R_0 \left(1 + \sum_{\mu} \alpha^{\mu} Y_{2\mu}(\theta, \phi) \right). \tag{6.2}$$

L'Hamiltonien collectif peut être exprimé par :

$$H_{coll} = \frac{1}{2} \sum_{\mu} \left(B \dot{\alpha}_{\mu}^{\dagger} \dot{\alpha}^{\mu} + C \alpha_{\mu}^{\dagger} \alpha^{\mu} \right), \tag{6.3}$$

où B représente le paramètre inertiel, et C est lié à la rigidité de la surface, et donc à la force de rappel qui tend à ramener le noyau vers sa forme d'équilibre. On a alors, pour l'énergie du phonon :

$$\hbar\omega = \hbar \left(\frac{C}{B} \right)^{\frac{1}{2}}. \tag{6.4}$$

L'énergie d'un état à N phonons est donnée par la relation :

$$E_N = \left(N + \frac{5}{2} \right) \hbar\omega. \tag{6.5}$$

En supposant que le potentiel effectif agissant sur le nucléon non-apparié suit les oscillations de surface du cœur pair-pair, on obtient, pour l'Hamiltonien d'interaction :

$$H_{int} = k \sum_{\mu} \alpha^{\mu} Y_{2\mu}(\theta, \phi) \tag{6.6}$$

où le paramètre k est lié à la dépendance radiale du potentiel effectif ressenti par le nucléon non-apparié. En exprimant les variables α^{μ} en terme d'opérateurs de création et d'annihilation, l'Hamiltonien d'interaction peut être mis sous la forme :

$$H_{int} = -\left(\frac{1}{5}\pi \right)^{\frac{1}{2}} \hbar\omega\xi \sum_{\mu} \left(b^{\mu} + (-1)^{\mu} b_{-\mu}^{\dagger} Y_{2\mu}(\theta, \phi) \right). \tag{6.7}$$

Le paramètre sans dimension :

$$\xi = k \left(\frac{5}{2\pi\hbar\omega C} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{6.8}$$

peut-être interprété comme la force du couplage entre les modes collectifs du cœur et les états de particule individuelle.

6.1.2 Fonctions de base du modèle

Les fonctions d'onde décrivant le mouvement du nucléon non-apparié sont décomposées dans la base des états :

$$|j,NR;IM\rangle = \sum_{m_j,M_R} \langle jm_jRM_R|IM\rangle |jm_j\rangle |NRM_R\rangle. \tag{6.9}$$

Les vecteurs de cette base représentent une excitation collective du cœur, comprenant N phonons quadripolaires couplés dans un état de moment angulaire total R, couplée à un nucléon dans un état de particule individuelle de moment angulaire j, pour donner un état de moment angulaire total I, et de projection M. Dans cette représentation, l'Hamiltonien $H_{coll}+H_{s.p.}$ est diagonal, et ses éléments de matrice sont donnés par :

$$\langle j',N'R';IM|H_{coll}+H_{s.p.}|j,NR;IM\rangle = \hbar\omega\left(N+\frac{5}{2}+\frac{E_j}{\hbar\omega}\right)\delta_{NN'}\delta_{RR'}\delta_{jj'}, \tag{6.10}$$

où E_j est l'énergie de la particule (ou quasi-particule) dans l'état j non-perturbé. Les éléments de matrice de l'Hamiltonien décrivant l'interaction du cœur avec le nucléon non-apparié sont donnés par :

$$\begin{aligned}\langle j',N'R';IM|H_{int}|j,NR;IM\rangle = &-\frac{1}{2}\hbar\omega\xi(-1)^{I+j+j'-\frac{1}{2}} \\ &\times(2j+1)^{\frac{1}{2}}(2j'+1)^{\frac{1}{2}}\begin{Bmatrix} j & R & I \\ R' & j' & 2\end{Bmatrix}\begin{pmatrix} j' & 2 & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2}\end{pmatrix} \\ &\times\left\{(-1)^{R'}\langle N'R'||b||NR\rangle+(-1)^{R}\langle NR||b||N'R'\rangle\right\}\delta_{pair}^{l+l'}.\end{aligned} \tag{6.11}$$

6.1.3 Diagonalisation de l'Hamiltonien

En exprimant les fonctions propres décrivant le mouvement du nucléon célibataire dans la base $|j,NR;IM\rangle$:

$$|E^{(\alpha)};IM\rangle = \sum_{jNR} c_\alpha(j,NR;I)|j,NR;IM\rangle, \tag{6.12}$$

on peut réécrire l'équation de Schrödinger $H|E^{(\alpha)};IM\rangle = E^{(\alpha)}|E^{(\alpha)};IM\rangle$ sous la forme :

$$\sum_{jNR}\langle j',N'R';IM|H|j,NR;IM\rangle c_\alpha(j,NR;IM) = E^{(\alpha)}c_\alpha(j',N'R';IM). \tag{6.13}$$

L'ensemble des éléments de matrice de l'équation (6.13) peuvent alors être exprimés en fonction des paramètres $\hbar\omega$, E_j, et ξ, par l'intermédiaire des équations (6.10) et (6.11).

6.1.4 Résolution des équations BCS

Une description correcte des états de particule individuelle, nécessite de prendre en compte l'appariement. On se place donc dans le cadre du formalisme BCS, et on remplace donc les états de particule individuelle du modèle en couche par les états de quasi-particule obtenus par la résolution des équations BCS :

$$\begin{cases} \sum_j \left[(\varepsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2\right]^{-1/2} = \dfrac{2}{G} \\ \sum_j \left(j + \dfrac{1}{2}\right) \left[1 - \dfrac{\varepsilon_j - \lambda}{\left[(\varepsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2\right]^{1/2}}\right] = n. \end{cases}$$

Les paramètres ε_j, G, et n représentent respectivement l'énergie de particule individuelle de l'orbitale d'indice j, la force de l'appariement, et le nombre de nucléons de valence. Les variables λ et Δ correspondent respectivement à l'énergie du niveau de Fermi, et au gap d'appariement. L'énergie de quasi-particule est donnée par $E_i = \sqrt{(\varepsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2}$.

6.2 Application aux isotopes de chrome

Nous utilisons ce modèle de couplage intermédiaire afin de décrire les isotopes de chrome riches en neutrons. Notre point de départ est le noyau de ^{53}Cr, qui possède un cœur semi-magique, auquel s'ajoute un neutron. On considère donc le couplage entre le mouvement du neutron de valence et les excitations du cœur de ^{52}Cr. Une description satisfaisante de ce noyau doit permettre de valider le jeu de paramètres utilisé, pour ensuite tenter une description des noyaux de chrome plus riches en neutrons, situés en milieu de couche, et pour lesquels la validité de ce modèle très simplifié peut être remise en cause.

6.2.1 Description du ^{53}Cr

Nous choisissons, pour l'énergie du phonon quadripolaire, $\hbar\omega = 1,43$ MeV, ce qui correspond à l'énergie du premier état excité $I^\pi = 2^+$ du noyau pair-pair semi-magique ^{52}Cr. Les valeurs de départ utilisées pour l'énergie de liaison des orbitales neutron proches du niveau de Fermi sont basées sur les énergies obtenues pour le ^{48}Ca avec un potentiel de Wood-Saxon [Momo 80]. La différence en énergie entre les orbitales a été réduite de manière empirique afin de tenir compte de la compression des niveaux pour les isotopes de chrome, plus lourds que les isotopes de calcium. La valeur de la force de l'appariement a été fixée à $G = 0,43$ MeV. Le tableau 6.1 donne l'espacement relatif des orbitales incluses dans la résolution des équations BCS, ainsi que l'énergie des quasi-particules correspondantes.

TABLE 6.1 – Energies de particule individuelle et énergies des quasi-particules correspondantes pour le noyau de ^{53}Cr, avec $G = 0,43$ MeV.

Orbitale	$E_{s.p.}$ (MeV)	$E_{q.p.}$ (MeV)	v_i^2
$1g_{9/2}$	11,9	3,797	0,020
$1f_{5/2}$	9,2	1,296	0,065
$2p_{1/2}$	9,0	1,124	0,073
$2p_{3/2}$	7,5	0,000	0,206
$1f_{7/2}$	3,2	1,471	0,947
$1d_{3/2}$	0,0	4,471	0,984
$2s_{1/2}$	0,0	4,471	0,984

On peut voir sur la figure 6.1 l'évolution de l'énergie des états de basse énergie en fonction de la valeur de la constante de couplage ξ. La valeur $\xi = 1,7$ est celle qui permet de reproduire au mieux le schéma de niveaux de ce noyau. Cette valeur de la constante de couplage confirme que l'on se trouve bien dans le domaine de validité du modèle ($1 \lesssim \xi \lesssim 4$).

On peut voir sur la figure 6.2, une comparaison entre les données expérimentales et les résultats du calcul. La séquence des états observés expérimentalement est reproduite de manière très satisfaisante par ce modèle extrêmement simplifié, excepté pour l'état $11/2^-$, pour lequel le modèle prédit une énergie supérieure d'environ 0,5 MeV à la valeur expérimentale. On remarque l'état $11/2_2^-$ est en revanche beaucoup plus proche du premier état $11/2^-$ prédit par le modèle. On peut également faire la même remarque en ce qui concerne les états $15/2^-$. On peut penser que les états $11/2_1^-$ et $15/2_1^-$, qui ne sont pas bien reproduits par le modèle de couplage *particule-vibrateur*, ont une nature différente.

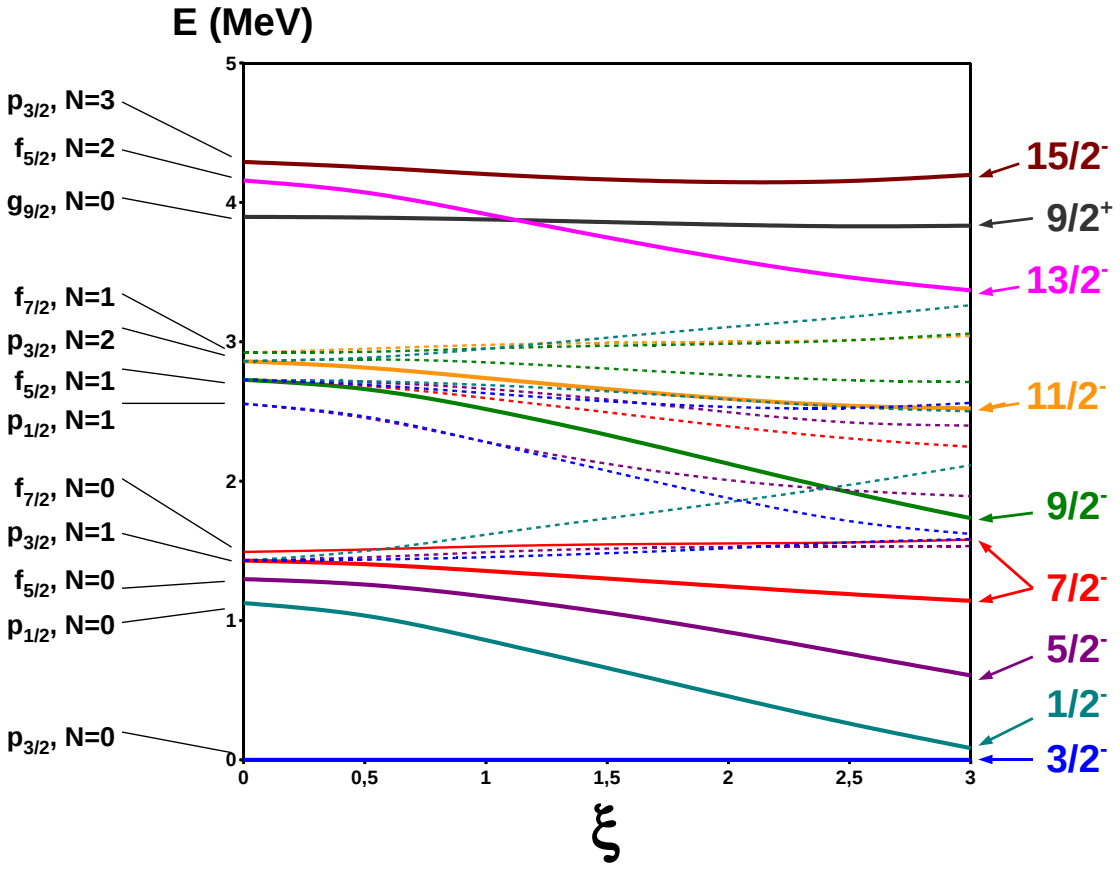

FIGURE 6.1 – Evolution de l'énergie des états du ^{53}Cr en fonction de la valeur de la constante de couplage ξ. Les états yrast apparaissent en traits pleins. Les fonctions d'onde de base dont sont issus les différents états sont indiquées à gauche de la figure.

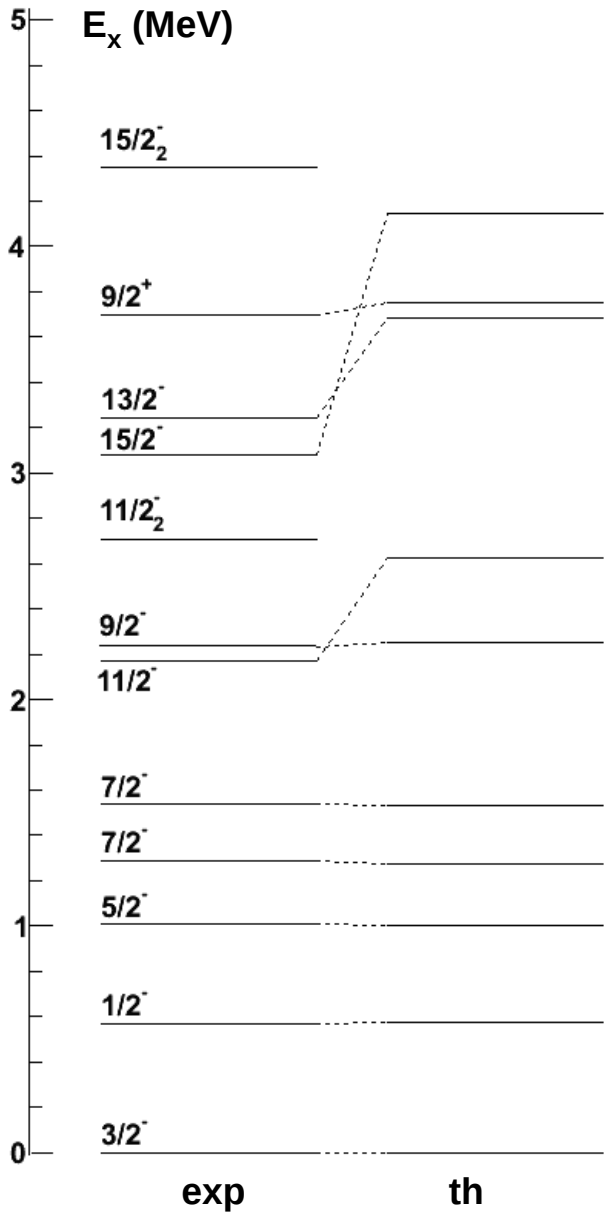

FIGURE 6.2 – Comparaison des données expérimentales avec les prédictions théoriques du modèle de couplage intermédiaire pour le noyau de ^{53}Cr, avec $\xi = 1,7$.

6.2.2 Description du ^{55}Cr

Dans le cas de ce noyau, il a été plus difficile de trouver un jeu de paramètres permettant de reproduire la séquence et l'espacement relatif des états observés expérimentalement. Nous avons cependant tenté une description du ^{55}Cr dans le cadre de ce modèle. La figure 6.3 montre l'évolution des énergies prédites pour les états yrast ou quasi-yrast, avec une énergie du phonon $\hbar\omega = 0,92$ MeV, valeur moyenne entre les énergies des premiers états excités $I^\pi = 2^+$ des noyaux voisins de ^{54}Cr et ^{56}Cr. Les énergies des orbitales utilisées dans ce calcul sont données dans le tableau 6.2. La figure 6.4 montre le schéma de niveaux expérimental comparé aux prédictions du modèle de couplage intermédiaire, pour une valeur de la constante de couplage $\xi = 2,3$. Les prédictions sont, comme on pouvait s'y attendre, moins bonnes que dans le cas du ^{53}Cr, qui possède un seul neutron à l'extérieur du cœur semi-magique de ^{52}Cr. La valeur de la constante de couplage, plus élevée que dans le cas du ^{53}Cr, traduit le fait que le neutron non-apparié orbite à une distance moyenne du cœur plus faible que pour un cœur semi-magique de ^{52}Cr. Son mouvement est donc plus sensible aux oscillations de surface du cœur.

TABLE 6.2 – Energies de particule individuelle et énergies des quasi-particules correspondantes pour le noyau de ^{55}Cr avec $G = 0,43$ MeV.

Orbitale	$E_{s.p.}$ (MeV)	$E_{q.p.}$ (MeV)	v_i^2
$1g_{9/2}$	10,9	2,178	0,068
$1f_{5/2}$	9,0	0,692	0,171
$2p_{1/2}$	8,7	0,504	0,202
$2p_{3/2}$	7,5	0,000	0,397
$1f_{7/2}$	3,2	2,140	0,931
$1d_{3/2}$	0,0	5,079	0,976
$2s_{1/2}$	0,0	5,079	0,976

On constate que les deux premiers états excités sont prédits de manière satisfaisante, de même que les états $5/2_2^-$, $9/2_1^-$, $7/2_2^-$ et $9/2^+$. En revanche, les états $3/2_2^-$ et $7/2_1^-$, issus du couplage entre l'état du cœur $N = 1$ et l'orbitale $\nu 2p_{3/2}$ ne reproduisent pas les données expérimentales. L'état $3/2_2^-$ apparait à une énergie d'excitation 400 keV plus élevée que la valeur expérimentale, tandis que l'état $7/2_1^-$ est prédit à une énergie 400 keV inférieure à la valeur expérimentale.

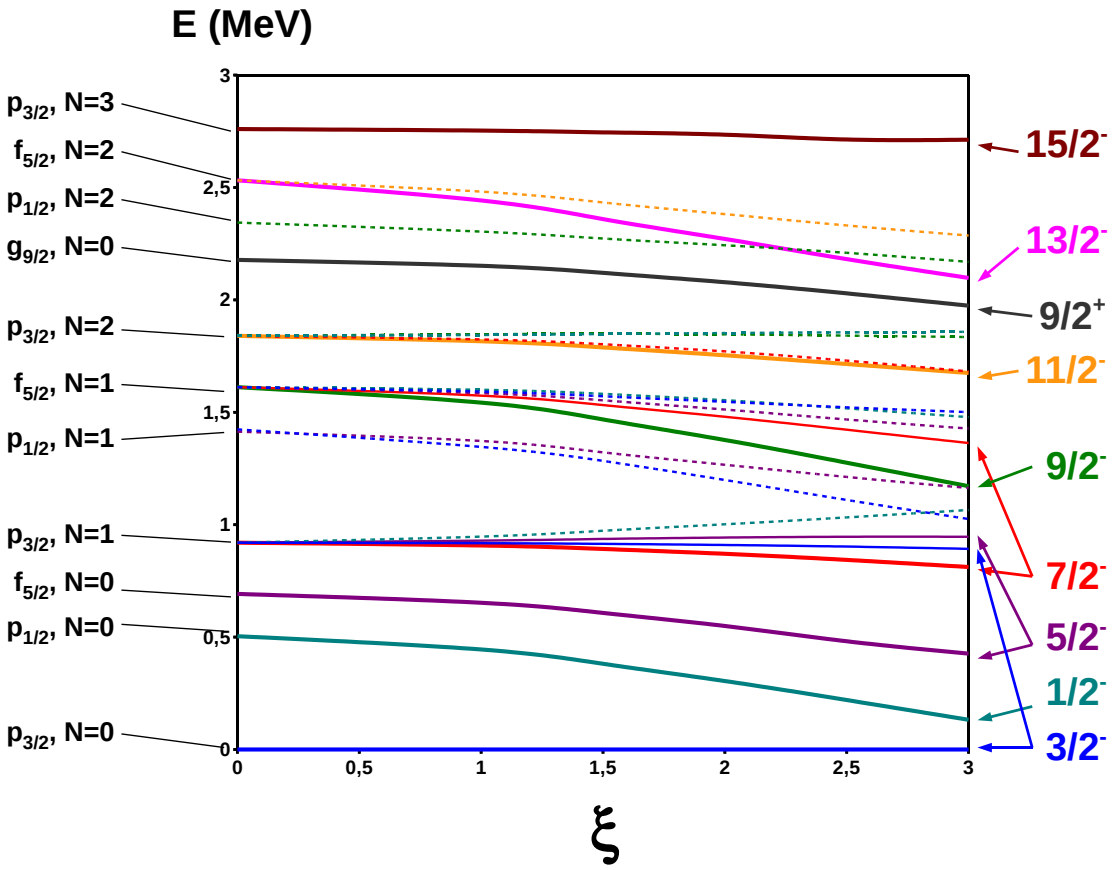

FIGURE 6.3 – Evolution de l'énergie des états du ^{55}Cr en fonction de la valeur de la constante de couplage ξ.

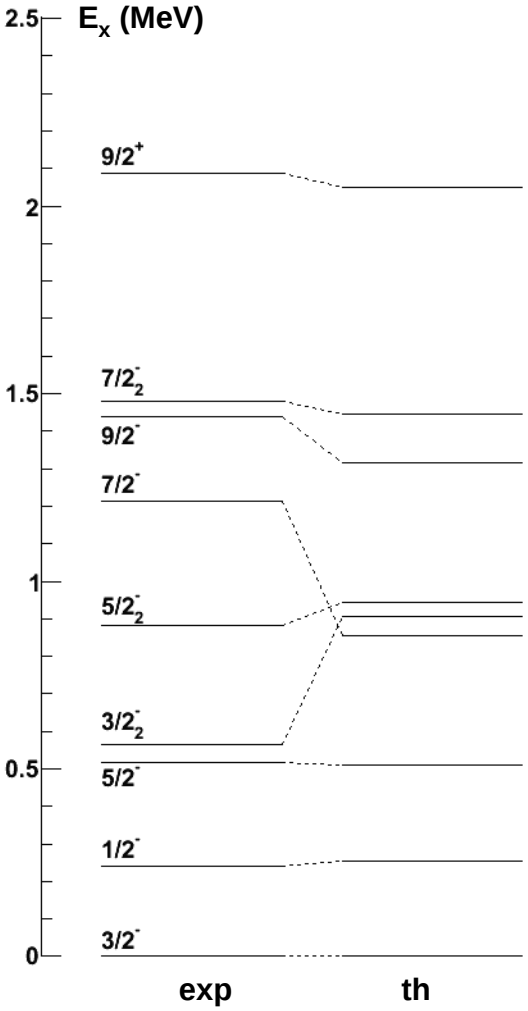

FIGURE 6.4 – Comparaison des données expérimentales avec les prédictions théoriques du modèle de couplage intermédiaire pour le noyau de ^{55}Cr, avec $\xi = 2,3$.

6.2.3 Description du ^{57}Cr

Dans le cas du noyau de ^{57}Cr, nous avons également tenté de déterminer un jeu de paramètres permettant de reproduire le schéma de niveaux expérimental. Les valeurs des énergies de particule individuelle utilisées dans le cas du ^{57}Cr, sont indiquées dans le tableau 6.3. Nous avons choisi une énergie du phonon, $\hbar\omega = 1,0$ MeV, qui correspond à l'énergie du premier état excité $I^{\pi} = 2^{+}$ du cœur de ^{56}Cr. La figure 6.5 montre l'évolution de l'énergie des états en fonction de la valeur de la constante de couplage.

TABLE 6.3 – Energies de particule individuelle et énergies des quasi-particules correspondantes pour le noyau de ^{57}Cr, avec $G = 0,43$ MeV.

Orbitale	$E_{s.p.}$ (MeV)	$E_{q.p.}$ (MeV)	v_i^2
$1g_{9/2}$	11,2	1,635	0,097
$1f_{5/2}$	9,2	0,290	0,264
$2p_{1/2}$	8,7	0,093	0,344
$2p_{3/2}$	7,5	0,000	0,583
$1f_{7/2}$	3,2	2,843	0,945
$1d_{3/2}$	0,0	5,820	0,978
$2s_{1/2}$	0,0	5,820	0,978

Le schéma de niveaux expérimental proposé par [Deac 05] est présenté sur la figure 6.7. La figure 6.6 propose une comparaison entre les données expérimentales et les prédictions du modèle, pour $\xi = 2$. On voit qu'il est possible de reproduire de manière assez satisfaisante la séquence des états yrast $3/2_1^-$, $5/2_1^-$, $7/2_1^-$, et $9/2^+$. En revanche, l'état $5/2_2^-$, qui se situe à une énergie d'excitation de 693 keV, inférieure à l'énergie de l'état $7/2_1^-$, ne peut être reproduit par les calculs, quelle que soit la valeur de la constante ξ. L'état $1/2^-$ des noyaux de chrome riches en neutrons est très peu peuplé lors des collisions entre ions lourds. Dans le cas du ^{57}Cr, cet état, qui est prédit par le modèle à une énergie de 70 keV, n'a jamais été observé expérimentalement.

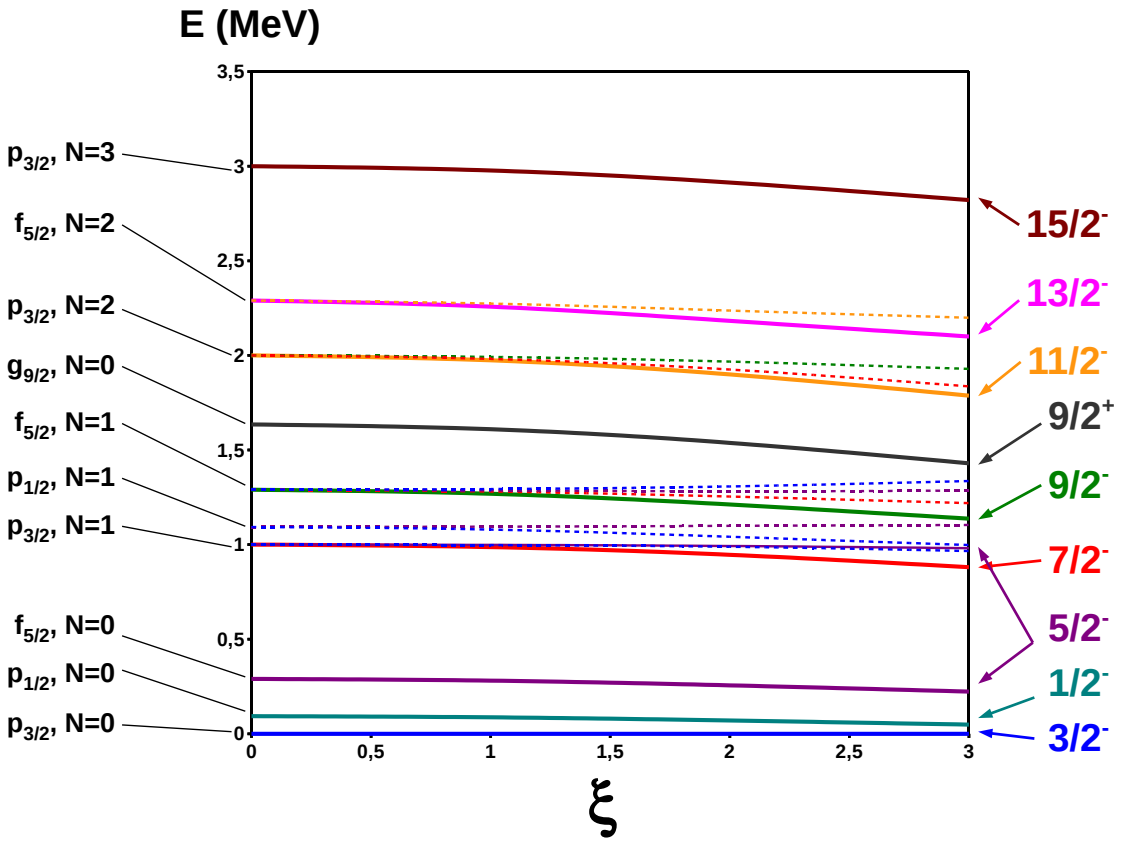

FIGURE 6.5 – Evolution de l'énergie des états du ^{57}Cr en fonction de la valeur de la constante de couplage ξ.

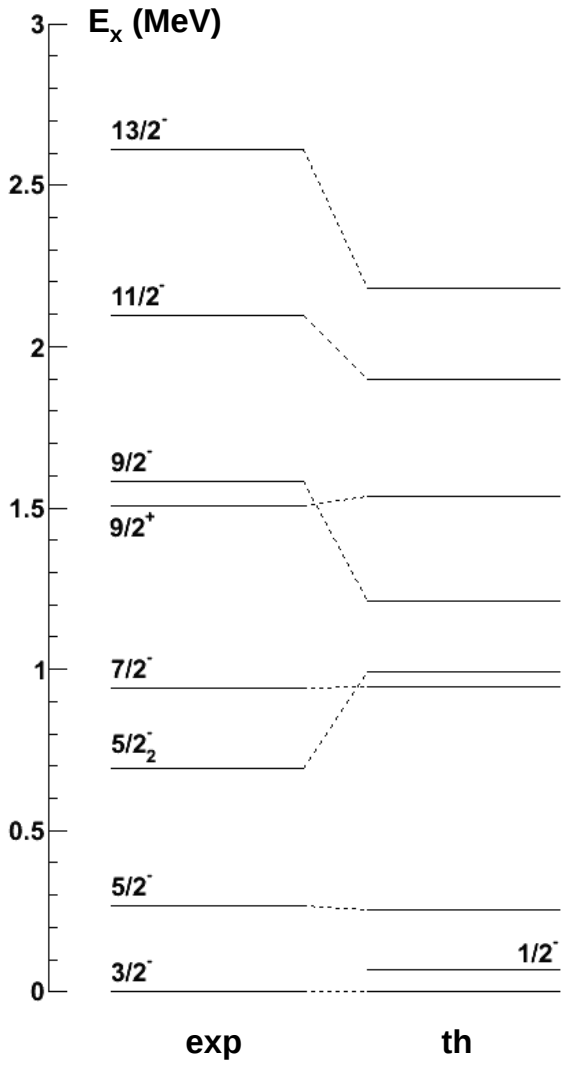

FIGURE 6.6 – Comparaison des données expérimentales avec les prédictions théoriques du modèle de couplage intermédiaire pour le noyau de ^{57}Cr, avec $\xi = 2,0$.

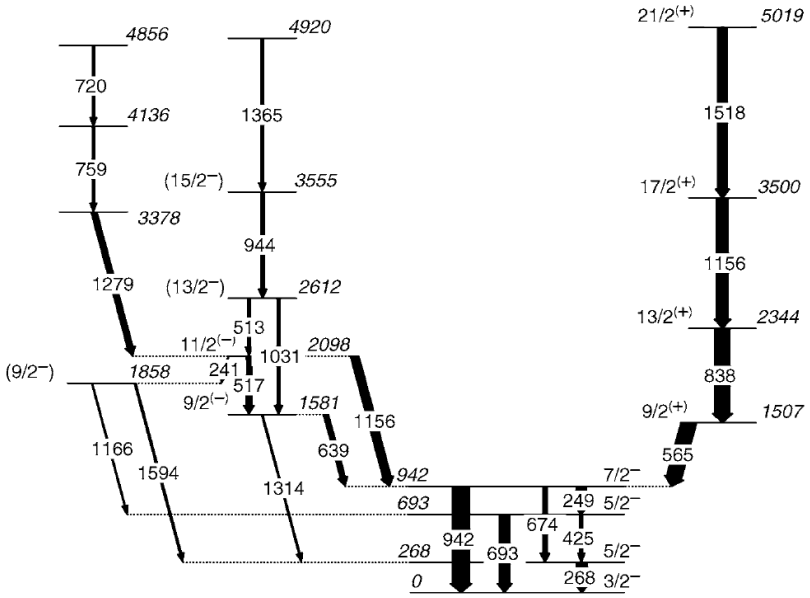

FIGURE 6.7 – Schéma de niveaux du ^{57}Cr extrait de [Deac 05].

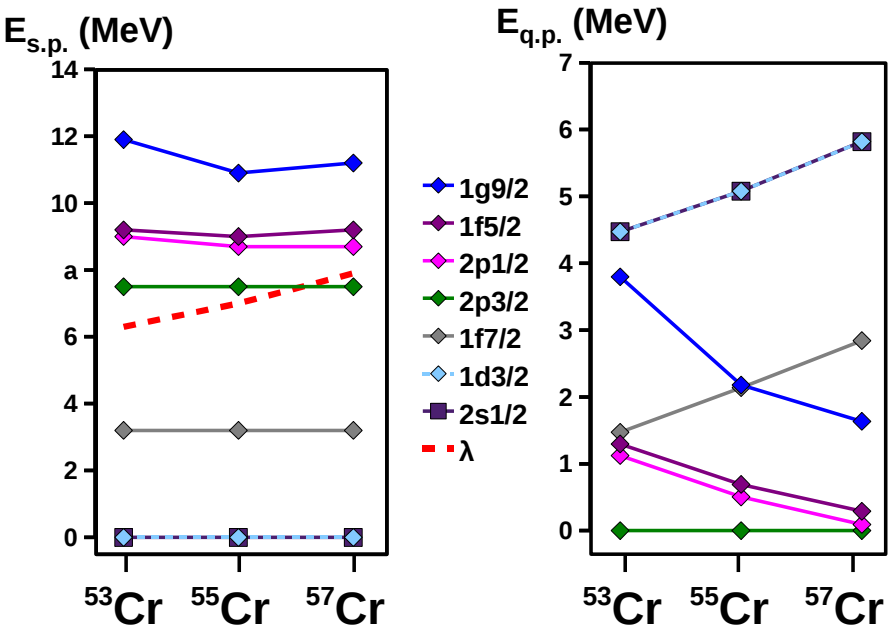

FIGURE 6.8 – A gauche : Energies des orbitales neutron incluses dans la résolution des équations BCS, et position du niveau de Fermi λ. A droite : Energies des quasi-particules correspondantes, obtenues par la résolution des équations BCS.

6.3 Conclusion

Le modèle de couplage intermédiaire que nous avons utilisé afin de décrire les isotopes de chrome impairs de la couche fp nous a permis de reproduire de manière satisfaisante le schéma de niveaux du ^{53}Cr, qui possède un cœur semi-magique de ^{52}Cr auquel s'ajoute un neutron. Le neutron non-apparié orbite en effet à une distance relativement importante du cœur, du fait du caractère semi-magique de ce dernier, et la constante ξ, qui décrit la force du couplage possède une valeur faible. Le mouvement de ce nucléon a alors une faible influence sur les excitations du cœur, qui peut être considéré comme un bon vibrateur. Dans le cas des noyaux de ^{55}Cr et ^{57}Cr, les prédictions du modèle, en ce qui concerne l'ordre et l'espacement relatif des états, s'éloignent des observations expérimentales. Dans le cas du ^{55}Cr, une constante de couplage $\xi = 2,3$, plus élevée que pour le cas du ^{53}Cr, permet cependant de reproduire un certain nombre d'états à basse énergie d'excitation.

Dans le cadre des calculs réalisés ici, nous avons supposé les oscillations de surface du cœur purement harmoniques. Cette hypothèse n'est en fait pas vérifiée lorsqu'on considère des noyaux situés en milieu de couche. En effet, la présence de nucléons dans les orbitales de valence introduit des anharmonicités dans l'Hamiltonien collectif, qui ne sont pas prises en compte par le modèle. De plus, l'interaction résiduelle entre les nucléons de valence ne peut, a priori, pas être négligée lorsqu'on considère des noyaux situés en milieu de couche. Il existe d'autre modèles de couplage *cœur-particule* plus élaborés, qui prennent en compte les interactions entre nucléons de valence du même type, telle que le modèle d'Alaga, dans lequel on considère le couplage entre un cluster de 3 nucléons de valence, avec les oscillations de surface du cœur semi-magique sous-jacent [Paar 73]. Si on prend l'exemple des isotopes impairs de manganèse, qui possèdent trois trous dans l'orbitale proton $f_{7/2}$, il est nécessaire de recourir à ce type de modèles pour reproduire les propriétés des états observés. On peut penser que ce modèle permettrait de reproduire le schéma de niveaux du ^{55}Cr de manière plus satisfaisante.

Malgré la simplicité du modèle phénoménologique utilisé, la plupart des états observés expérimentalement à faible énergie d'excitation dans les noyaux de $^{53,55,57}Cr$ sont reproduits par les calculs. Même si la séquence et l'ordre des états prédits diffère parfois légèrement des observations, le modèle parvient à reproduire, dans les trois noyaux, l'émergence d'un état fondamental $3/2^-$, ainsi que la position de l'état $5/2^-_1$. L'état $1/2^-$ observé à faible énergie d'excitation dans les noyaux de $^{53,55}Cr$ est également bien reproduit. Le calcul des probabilités de transition, qui permettrait peut-être d'expliquer pourquoi cet état $1/2^-$ n'est pas observé expérimentalement dans le ^{57}Cr, n'a malheureusement pas pu être réalisé. Les résultats obtenus en ce qui concerne les états situés à basse énergie d'excitation semblent globalement compatibles avec l'évolution de la structure observée dans les noyaux de cette région. Une comparaison des intensités γ calculées dans le cadre de ce modèle avec les données expérimentales disponibles permettrait de conclure sur la validité du jeu de paramètres utilisé dans les calculs, ainsi que sur l'applicabilité du modèle aux noyaux impairs en neutrons de la couche fp situés en milieu de couche.

Conclusion et perspectives

Ce travail de thèse avait pour objectif l'étude par spectroscopie γ de noyaux riches en neutrons de la couche fp, produits par collisions entre ions lourds auprès de l'accélérateur tandem d'Orsay.

Une première expérience, réalisée en 2005, a permis d'étudier les noyaux de ^{57}Cr et ^{59}Mn, produits par fusion-évaporation entre un faisceau de ^{14}C accéléré à une énergie de 25 MeV, et une cible épaisse de ^{48}Ca. L'étude des coïncidences entre les particules chargées émises aux angles arrière et les photons γ émis à l'arrêt par les noyaux résiduels, a permis de confirmer la production du ^{59}Mn, dont la transition à 111 keV a été observée en coïncidence avec des particules chargées légères évaporées. Cette transition à 111 keV a ensuite servit de base pour établir le schéma de niveaux de ce noyau jusqu'à une énergie d'excitation de 3,2 MeV. Cinq nouveaux états ont ainsi pu être identifiés à 1048, 1300, 2740, 2919, et 3216 keV. Une expérience de fusion-évaporation réalisée avec le détecteur américain GAMMASPHERE, qui possède une efficacité 10 fois plus importante, a depuis permis d'étendre ce schéma de niveaux jusqu'à une énergie d'excitation de plus de 7 MeV. Notre expérience a également permis de produire le noyau de ^{57}Cr, qui a été identifié grâce à l'étude des coïncidences entre les transitions γ déjà été observées en radioactivité. Le spectre en énergie d'excitation de ce noyau a pu être établi jusqu'à une énergie de 3,5 MeV grâce à l'étude des coïncidences $\gamma - \gamma$. Cinq nouveaux états ont été identifiés à 1507, 2098, 2344, 2612 et 3500 keV. Les données obtenues plus récemment sur ce noyau ont permis de confirmer les résultats obtenus, et d'étendre le schéma de niveau de ce noyau jusqu'à une énergie d'excitation supérieure à 10 MeV. Cette expérience a ainsi montré la possibilité de réaliser une étude par spectroscopie γ de noyaux produits par des voies de réaction très minoritaires, avec un dispositif de détection γ relativement modeste.

Les données de structure obtenues depuis une dizaine d'années sur les noyaux de la couche fp montrent que la collectivité, mise en évidence récemment dans les isotones N = 40, apparait également dans les noyaux moins exotiques de la couche fp. Des états collectifs, impliquant l'orbitale intruse $\nu g_{9/2}$ ont ainsi été identifiés à une énergie d'excitation d'autant plus faible que le nombre de neutrons augmente. Les isotopes impairs en neutrons permettent de sonder directement les états de particule individuelle occupés par le neutron non-apparié. L'étude de ces noyaux à l'approche de N = 40, pour lesquels peu de données de structure sont actuellement disponibles, devrait ainsi permettre d'observer le développement de la collectivité dans cette région de masse.

La seconde expérience, dont la préparation et l'analyse étaient les objectifs principaux de ce travail de thèse, visait à produire des noyaux riches en neutrons de la couche fp grâce aux collisions profondément inélastiques entre un faisceau de ^{36}S de 154 MeV et une cible épaisse de ^{70}Zn. Cette expérience exploratoire a notamment permis de tester la possibilité d'identifier les quasi-projectiles émis aux angles arrière, avec un dispositif composé de télescopes $\Delta E - E$ de silicium. L'analyse des données a montré que l'énergie trop faible des fragments, ainsi que la contamination importante des spectres particule par la diffusion coulombienne du faisceau en profondeur de la cible, sur le *backing* de ^{181}Ta, rendaient impossible l'identification des fragments d'intérêt dans les détecteurs de particules. L'étude des photons γ en coïncidence avec les particules chargées n'a pas permis d'observer les raies γ caractéristiques des fragments d'intérêt. L'étude des coïncidences $\gamma - \gamma$, sans conditionnement par les particules, a finalement permis d'identifier les cascades de photons γ désexcitant un certain nombre de fragments de collisions inélastiques produits dans la cible. Les contraintes cinématiques, ainsi que les limites de l'accélérateur tandem en termes d'énergie et d'intensité faisceau ne nous ont malheureusement pas permis d'utiliser le couple faisceau-cible le plus adapté en termes d'enrichissement en neutrons de la cible ou du faisceau. Les noyaux que nous avons identifiés sont donc assez éloignés des isotopes les plus exotiques étudiés dans cette région de masse.

Les résultats de cette expérience ont cependant permis de montrer que les fragments de collisions profondément inélastiques produits dans une cible épaisse peuvent être identifiés, uniquement grâce aux coïncidences $\gamma - \gamma$. A l'instar de l'étude réalisée sur le ^{57}Cr produit au cours de la première expérience, il doit être possible d'étudier par spectroscopie γ des noyaux produits à grande énergie d'excitation par ces mécanismes, à la condition que leur spectre à faible énergie d'excitation ait été établi par d'autres moyens.

Cette expérience permet également de tirer quelques enseignements concernant le dispositif expérimental. Si la faible énergie des fragments émis aux angles arrière compromet leur identification dans un télescope silicium, une identification aux angles avant parait en revanche envisageable, dans le cadre d'une expérience en cible mince. L'étude par spectroscopie γ de ces fragments nécessiterait alors de réaliser une correction Doppler sur l'énergie des photons γ, alors émis en vol.

L'exploitation des collisions profondément inélastiques à 0°, où la section efficace différentielle est la plus importante, peut également être envisagée. Il est alors possible d'identifier les fragments produits à l'aide d'un spectromètre. Un tel programme est actuellement envisagé auprès de l'accélérateur Tandem d'Orsay, grâce au spectromètre BACCHUS. On peut également envisager de former un faisceau secondaire exotique produit par ce type de collisions, en vue d'effectuer une réaction secondaire. L'utilisation des collisions profondément inélastiques comme moyen de production de faisceaux exotiques à partir de faisceaux stables de haute intensité est ainsi envisagée auprès de SPIRAL 2 dans le cadre du programme S3.

Annexes

Annexe A

La détection des photons γ en physique nucléaire

Les détecteurs de photons γ utilisés en physique nucléaire reposent toujours sur un même principe : le photon à détecter doit interagir dans un milieu de détection adapté, et y déposer tout ou partie de son énergie. Ce dépôt d'énergie se traduit par une excitation du milieu de détection, qui est ensuite convertie en un signal électrique mesurable. La mesure de ce signal permet à l'expérimentateur de remonter aux caractéristiques du photon incident (énergie déposée, position/instant de l'interaction). Il existe différents types de détecteurs de photons qui se caractérisent par la nature du milieu de détection, ainsi que par les processus utilisés pour convertir l'excitation du milieu en signal électrique. Ces détecteurs possèdent des caractéristiques différentes en termes de résolution en énergie, de résolution en temps ainsi que d'efficacité. Le choix du détecteur est donc lié aux contraintes expérimentales dictées par le type de mesure à effectuer.

Le transfert d'énergie du photon vers le milieu de détection s'effectue au travers de différents processus d'interaction. Les deux processus dominants dans le cas du germanium, et aux énergies mises en jeu en physique nucléaire, sont l'effet photoélectrique, qui domine à basse énergie, jusqu'à environ 200 keV, et la diffusion Compton, qui est le processus dominant pour des photons d'énergie plus élevée (jusqu'à environ 10 MeV). A partir de 1022 keV, le processus de création de paire s'ajoute aux précédents, mais il reste négligeable devant l'effet Compton, jusqu'à une énergie supérieure à 3 MeV.

A.1 Les différents processus d'interaction photon-matière

A.1.1 L'effet photoélectrique

Dans le cas de l'effet photoélectrique, un photon interagit avec un électron appartenant au cortège électronique d'un atome du milieu de détection, et lui transfert la totalité de son énergie. L'électron est alors éjecté de son atome, avec une énergie cinétique égale à l'énergie du photon incident (à laquelle il faut soustraire l'énergie de liaison de l'électron, $\sim$ keV). Ce photoélectron est ensuite ralenti progressivement par collisions avec les électrons présents dans la matière, provoquant l'ionisation des atomes tout au long de son parcours.

La section efficace liée au processus d'absorption par effet photoélectrique est proportionnelle à $Z^5/E_\gamma^{7/2}$.

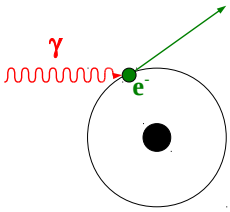

FIGURE A.1 – Interaction d'un photon γ par effet photoélectrique sur un électron d'un atome du cristal.

A.1.2 La diffusion par effet Compton

Dans le cas de l'effet Compton, un photon interagit avec un électron quasi-libre appartenant au cortège électronique d'un atome du milieu, en lui cédant une partie de son énergie. L'électron est alors éjecté dans le milieu avec une énergie cinétique égale à l'énergie transférée par le photon incident (en négligeant l'énergie de liaison de l'électron). De la même manière que pour l'effet photoélectrique, cet électron est ensuite freiné dans le milieu de détection, provoquant l'excitation de la matière. L'interaction par effet Compton donne lieu à la diffusion d'un photon secondaire, avec un angle qui dépend directement de l'énergie transférée à l'électron.

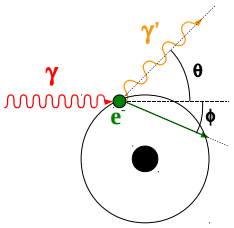

FIGURE A.2 – Interaction d'un photon γ par effet Comtpon sur un électron d'un atome du cristal.

L'énergie E'_γ du photon diffusé varie en fonction de l'énergie incidente E_γ et de l'angle de diffusion θ selon la relation :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1+\alpha(1-\cos\theta)}, \tag{A.1}$$

avec $\alpha = E_\gamma/m_0c^2$, où m_0c^2 est l'énergie de masse au repos de l'électron (m_0c^2 = 511 keV). La quantité d'énergie cinétique E cédée à l'électron dépend seulement de l'énergie incidente et de l'angle de diffusion, et s'exprime alors par la relation :

$$E = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \right). \tag{A.2}$$

La section efficace différentielle liée à la diffusion Compton d'un photon d'énergie E_γ s'exprime selon la formule de Klein-Nishima [Knol 00] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_0^2 \left(\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1+\cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)\,[1+\alpha(1-\cos\theta)]} \right) \tag{A.3}$$

où Z est le numéro atomique de l'atome et r_0 le rayon classique de l'électron ($r_0^2 = 7,94 \cdot 10^{-26}$ cm^2). On peut voir, sur la figure A.3, l'allure de la distribution angulaire des photons diffusés par effet Compton, pour différentes valeurs de l'énergie incidente. On voit que lorsque l'énergie augmente, les photons sont préférentiellement diffusés vers l'avant (autour de 0°).

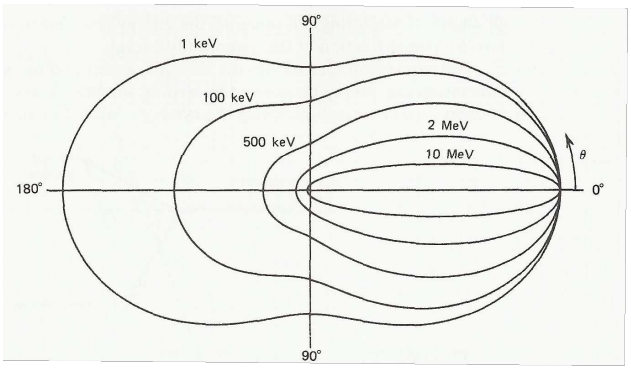

FIGURE A.3 – Distribution angulaire des photons diffusés par effet Compton [Knol 00].

A.1.3 La création de paire

La création de paire est un phénomène qui se produit lorsqu'un photon, interagissant avec le champ électromagnétique d'un atome, se matérialise en une *paire électron-positron*. Seuls les photons dont l'énergie est supérieure à une énergie seuil égale au double de la masse de l'électron (1022 keV) sont susceptibles de créer une paire $e^+ - e^-$. Les deux particules produites par ce processus se partagent alors, sous forme d'énergie cinétique, le surplus d'énergie qui n'a pas été converti en énergie de masse ($E_\gamma - 1022$ keV).

Jusqu'à une énergie de plusieurs MeV, la probabilité de création de paire est très faible par rapport aux autres processus d'interaction. L'énergie des photons émis par les noyaux étant, en général, de l'ordre de quelques keV à quelques MeV, on peut souvent négliger ce processus d'interaction.

A.2 Les contraintes expérimentales liées à la détection des photons γ

A chaque processus d'interaction, est associée une probabilité d'interaction par unité d'épaisseur traversée μ_i. La probabilité totale d'interaction par unité d'épaisseur μ est la somme des probabilités associées à chaque processus. Cette grandeur, appelée coefficient linéique d'atténuation, dépend de l'énergie du photon, ainsi que du numéro atomique Z du milieu de détection. La grandeur $1/\mu$ est le libre parcours moyen et correspond à la distance moyenne parcourue par un photon dans la matière avant de subir une interaction. Aux énergies mises en jeu, le libre parcours moyen des photons dans les matériaux usuels est de l'ordre de quelques centimètres comme le montre la figure A.4. Pour obtenir une efficacité de détection importante, il est nécessaire de disposer d'un milieu de détection dont l'épaisseur est du même ordre de grandeur que ce libre parcours moyen.

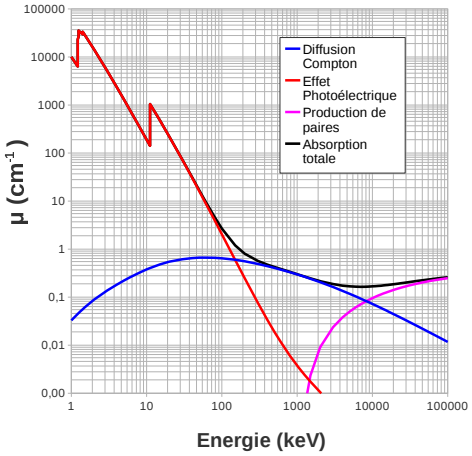

FIGURE A.4 – Coefficient linéique d'atténuation μ dans le germanium.

Lorsqu'on souhaite mesurer l'énergie d'un photon, il faut que celui-ci dépose la totalité de son énergie dans le milieu de détection. Malheureusement, lorsque l'énergie des photons dépasse quelques centaines de keV, la probabilité d'absorption par effet photoélectrique est relativement faible comparée à la probabilité de diffusion par effet Compton (voir figure A.4). La plupart des photons qui pénètrent dans le détecteur interagissent donc par effet Compton et induisent la diffusion d'un photon secondaire. Pour mesurer l'énergie totale du photon incident, il faut alors que ce photon secondaire dépose également son énergie dans le milieu de détection. S'il le photon secondaire interagit par effet photoélectrique, le détecteur mesurera la somme des énergies déposées par chacun des deux photons (primaire et diffusé), qui correspond alors à l'énergie total incidente. Dans la plupart des cas, les photons qui déposent toute leur énergie dans le détecteur subissent une ou plusieurs diffusions Compton suivies, en fin de parcours, d'un effet photoélectrique.

Cependant, la probabilité d'échappement des photons secondaires diffusés par effet Compton est, en général, non-négligeable. Les événements correspondant à l'échappement de photons secondaires, se traduisent sur la distribution en énergie (spectre), par un continuum à basse énergie, comme on le voit sur la figure A.5. D'après la relation A.2, le fond s'étend sur une plage d'énergie allant de $E = 0$ (diffusion à 0°), jusqu'à une l'énergie du *front Compton* (rétrodiffusion, $\theta = 180°$), qui est donnée par

$$E = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1+2\alpha}\right). \tag{A.4}$$

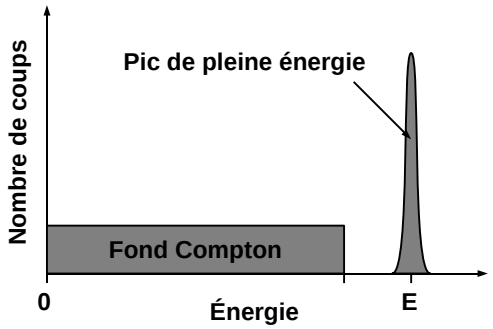

FIGURE A.5 – Spectre en énergie idéal pour une source monochromatique. Le pic photoélectrique correspond aux photons qui ont déposé la totalité de leur énergie dans le détecteur. Le fond Compton correspond aux photons qui ont déposé une partie de leur énergie lors d'une diffusion Compton. A chaque énergie correspond un angle de diffusion précis (voir equation A.2).

La réduction de ce fond Compton est une des contraintes majeures lors de la conception des systèmes de détection destinés aux photons. Pour réduire la hauteur du fond, on emploie souvent, lors des expériences de spectroscopie γ, un système de détection additionnel permettant de détecter les photons diffusés hors du détecteur. On peut ainsi utiliser ce détecteur additionnel comme *veto*, afin de rejeter les événements pour lesquels l'énergie déposée n'est pas égale à l'énergie totale du photon incident. Ce type de dispositif est appelé dispositif de réjection-Compton.

Annexe B

Les détecteurs semi-conducteurs au germanium

Pour la détection des photons γ, on utilise de préférence un milieu de détection solide, dans lequel la densité, et donc la probabilité d'interaction par unité d'épaisseur traversée, est importante. Il est également nécessaire de disposer de détecteurs de gros volume afin d'augmenter l'efficacité de détection, et de réduire la probabilité d'échappement des photons diffusés par effet Compton. Les détecteurs ayant les meilleures propriétés, en termes de résolution en énergie, sont les détecteurs utilisant un semi-conducteur comme milieu de détection. Ils sont donc utilisés pour la spectroscopie γ à haute résolution.

B.1 Généralités sur les semi-conducteurs

Dans un solide cristallin, les états quantiques accessibles aux électrons se regroupent en différentes bandes d'énergie. Les états appartenant à une même bande ont des propriétés similaires. La bande de valence est occupée par les électrons de valence des atomes du cristal. Ces électrons de valence sont liés, et restent localisés à proximité de leur atome d'origine. Les électrons de valence d'un atome interagissent avec les électrons de valence des atomes voisins pour former des liaisons covalentes qui maintiennent la cohésion du cristal. La bande de conduction regroupe l'ensemble des états électroniques non-liés. Les électrons occupant la bande de conduction peuvent ainsi se déplacer facilement sous l'action d'une force extérieure. Ils sont responsables du caractère conducteur du milieu. Les électrons se répartissent sur les différents états quantiques disponibles selon une distribution de Fermi-Dirac. La probabilité d'occupation d'un état d'énergie E est donnée par :

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-\varepsilon_F}{kT}}}, \tag{B.1}$$

où ε_F est l'énergie de Fermi du système, T la température, et k la constante de Boltzmann ($k = 8,625.10^{-5}$ eV.K^{-1}).

Dans un matériau conducteur, le niveau de Fermi se trouve dans la bande de conduction. Il y a donc des électrons disponibles pour la conduction du courant quelle que soit la température. Dans un matériau isolant, la bande de valence et la bande de conduction sont séparées par une bande

interdite, qui ne contient aucun état accessible, et dont la largeur E_g est de l'ordre de plusieurs eV. Le niveau de Fermi se trouve au milieu de la bande interdite. La probabilité d'occupation des états situés dans la bande de conduction est donc très faible à température ambiante. Les électrons restent ainsi localisés à proximité de leur atome, et le milieu considéré ne permet pas le passage du courant. Dans un matériau semi-conducteur, la largeur de la bande interdite est d'environ 1 eV (T = 300 K : $E_g(Ge) = 0,67$ eV, $E_g(Si) = 1,1$ eV, T = 77 K : $E_g(Ge) = 0,73$ eV, $E_g(Si) = 1,15$ eV).

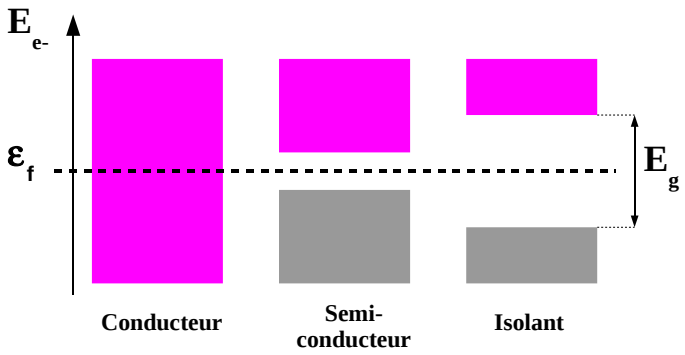

FIGURE B.1 – Diagramme schématique de bandes. Les états électroniques liés sont représentés en gris tandis que les états non-liés (conducteurs) apparaissent en violet. La position du niveau de Fermi est représentée en pointillés.

La conductivité des semi-conducteurs est donc très sensible à la température. Un matériau semi-conducteur est isolant à température nulle, mais lorsque la température augmente, une partie des électrons de la bande de valence possèdent suffisamment d'énergie pour passer dans la bande de conduction, laissant des lacunes ou « trous » dans la bande de valence. Ces électrons peuvent alors se déplacer dans le milieu sous l'action d'une force extérieure. Les trous laissés dans la bande de valence sont également mobiles dans le matériau. En effet, un électron de valence peut quitter son site atomique d'origine pour combler une lacune dans un site voisin. Les lacunes électroniques peuvent ainsi se déplacer de proche en proche, d'un atome à l'autre, et permettent la conduction du courant. On peut montrer que, sous l'action d'un champ électrique, les trous ont un comportement similaire à celui des électrons de conduction. Ils sont donc considérés comme des porteurs de charge mobiles, de charge opposée à celle des électrons. La conductivité du milieu est liée aux concentrations d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence, ainsi qu'à la mobilité respective des trous et des électrons.

B.1.1 Semi-conducteur intrinsèque

Un semi-conducteur intrinsèque est un matériau idéal pour lequel la concentration d'électrons dans la bande de conduction est égale à la concentration de trous dans la bande de valence. Dans

ce type de matériau, chaque ionisation induite par agitation thermique, provoque l'apparition d'un trou dans la bande de valence. Les porteurs de charge mobiles ainsi créés sont appelés porteurs intrinsèques, et leur concentration dépend de la température, et de la largeur de la bande interdite. Cependant, la présence inévitable d'impuretés dans le réseau cristallin du matériau ne permet pas de réaliser, en pratique, un tel matériau. La présence de ces impuretés a pour effet d'ajouter des états donneurs ou accepteurs d'électrons dans la bande interdite. Les impuretés étant localisées dans le réseau, les niveaux d'énergie qui apparaissent ne permettent pas la conduction du courant. En fonction de la concentration en impuretés, de la position de ces niveaux dans le diagramme de bandes, et de leur caractère donneur ou accepteur, les concentrations de porteurs libres d'un type (électrons ou trous) peuvent être significativement modifiées. La conductivité du matériau est ainsi fortement modifiée par la présence de ces impuretés. Certaines impuretés favorisent la conduction par les électrons et d'autres par les trous.

B.1.2 Dopage

Le dopage consiste à introduire, de manière contrôlée, des impuretés en position substitutionnelle dans le réseau cristallin.

– Le dopage de type N consiste à introduire des atomes pentavalents (P, As, Sb). Ce type de dopage induit l'apparition de niveaux donneurs d'électrons dans la bande interdite, à une énergie E_d proche du minimum d'énergie E_c de la bande de conduction ($E_c - E_d \sim 0,01$ eV). Les électrons qui peuplent ces niveaux donneurs peuvent ainsi passer facilement dans la bande de conduction par agitation thermique, ce qui augmente considérablement la concentration d'électrons de conduction.

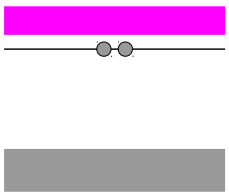

FIGURE B.2 – Position des niveaux donneurs dans le diagramme de bandes pour un semi-conducteur de type N.

– Le dopage de type P consiste à introduire des atomes trivalents (B, Ga, Al, In). Ce type de dopage induit l'apparition de niveaux accepteurs d'électrons dans la bande interdite, à une énergie E_a proche du maximum d'énergie E_v de la bande de valence ($E_a - E_v \sim 0,01$ eV). L'énergie nécessaire pour qu'un trou apparaisse dans la bande de valence est donc considérablement réduite, et la concentration de trous augmente alors significativement.

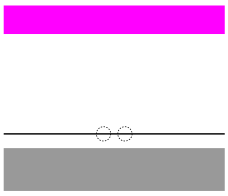

FIGURE B.3 – Position des niveaux accepteurs dans le diagramme de bandes pour un semi-conducteur de type P.

Le dopage accroit ainsi la densité de porteurs libres d'un type donné (électrons pour le dopage de type N et trous pour le dopage de type P). Ces porteurs sont appelés porteurs majoritaires. Dans un semi-conducteur dopé, la densité de porteurs majoritaires est très supérieure à la densité de porteurs intrinsèques, ce qui augmente considérablement la conductivité. Dans un semi-conducteur de type N, la conduction s'effectue majoritairement par les électrons, alors qu'elle s'effectue majoritairement par les trous dans le cas d'un semi-conducteur de type P.

B.1.3 Jonction P-N

Une jonction P-N est constituée par la mise en contact d'un semi-conducteur de type P et d'un semi-conducteur de type N. Dans la zone située près de l'interface, les porteurs majoritaires de chaque type diffusent à travers la jonction, vers une zone de plus faible concentration. Les électrons de la zone N migrent vers la zone P qui comporte des niveaux accepteurs, et les trous de la région P migrent vers la zone N qui comporte des niveaux donneurs. Les électrons et les trous se recombinent donc dans la zone centrale de la jonction. Cette zone, qui est alors dépourvue de porteurs majoritaires, est appelés la zone de déplétion. La conductivité de cette zone est ainsi identique à la conductivité intrinsèque du matériau. Les impuretés ionisées restant fixes dans le cristal, la diffusion des électrons et des trous induit l'apparition d'une charge d'espace, et donc d'un champ électrique, dans la zone désertée. A l'équilibre thermodynamique, le courant direct de diffusion des porteurs majoritaires à travers la jonction est exactement compensé par le courant inverse induit par la génération thermique de porteurs minoritaires (intrinsèques) dans la zone de déplétion.

B.1.4 Polarisation d'une jonction

- Polarisation en direct

Si on applique à la jonction un champ électrique externe qui s'oppose au champ induit par la charge d'espace, on abaisse la barrière de potentiel qui peut alors être franchie par les porteurs majoritaires. Ces derniers peuvent diffuser librement à travers la jonction, et on observe, à ses bornes, un courant intense de porteurs majoritaires, appelé courant direct.

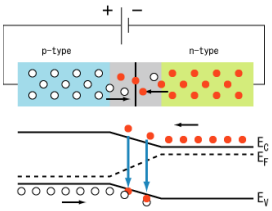

FIGURE B.4 – La jonction P-N : Polarisation en direct.

- Polarisation en inverse

Lorsqu'on applique à la jonction un champ électrique externe qui renforce le champ induit par la charge d'espace (polarisation en inverse), on s'oppose alors à la diffusion des porteurs majoritaires. Ces derniers, sont entrainés vers les électrodes (les trous vers le contact P, et les électrons vers le contact N) et la taille de la zone de déplétion augmente.

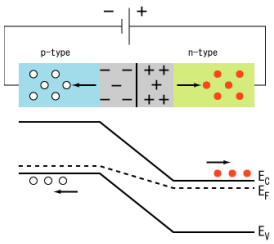

FIGURE B.5 – La jonction P-N : Polarisation en inverse.

La largeur d de la zone de déplétion est donnée, en fonction de la tension de polarisation V, par la relation

$$d \sim \sqrt{\frac{2\varepsilon V}{eN}}, \tag{B.2}$$

où ε est la permittivité diélectrique du matériau, e la charge élémentaire, et N la concentration en impuretés. On mesure un faible courant inverse aux bornes de la jonction qui est dû à la génération thermique de porteurs minoritaires dans la jonction et en surface. La caractéristique courant-tension d'une jonction est ainsi comparable à celle d'une diode.

- Sur-déplétion d'une jonction

Pour la détection en physique nucléaire, on utilise des jonctions P-N polarisées en inverse. On applique un intense champ électrique aux bornes de la jonction. Lorsqu'on accroit suffisamment la tension, on atteint un régime de sur-déplétion. La jonction est alors totalement dépourvue de porteurs majoritaires, et la zone de déplétion occupe la totalité du volume du cristal. Ce régime de sur-déplétion permet donc d'accroitre l'efficacité des détecteurs. C'est en effet cette zone de déplétion qui constitue la zone active d'un détecteur semi-conducteur. La polarisation au-delà de

la déplétion assure l'établissement d'un champ électrique fort dans tout le cristal qui garanti une bonne collection des porteurs de charge.

B.2 La détection des photons γ avec le germanium

Pour la détection des photons γ, on utilise de préférence le germanium, qui possède des caractéristiques plus intéressantes que le Silicium. En effet, les coefficients d'atténuation linéique relatifs à l'effet photo-électrique et à l'effet Compton sont respectivement proportionnels à Z^5 et à Z, où Z est le numéro atomique des atomes constituant le milieu traversé. Le germanium possède un numéro atomique $Z = 32$, contre $Z = 16$ dans le cas du silicium, son efficacité intrinsèque de détection est donc beaucoup plus importante. La technologie développée pour la production de cristaux de germanium permet de fabriquer des cristaux ultra-purs de volume important. Un photon émis dans l'angle solide couvert par le détecteur aura donc une probabilité importante d'y déposer la totalité de son énergie. En associant un nombre important de diodes germanium de gros volume, il est possible d'obtenir une efficacité totale de détection importante. La conductivité importante de germanium à température ambiante, due à la faible largeur de la bande interdite ($E_g = 0,67$ eV), nécessite un refroidissement du cristal à une température inférieure à environ 100 K. Le cristal de Germanium doit donc être encapsulé dans un cryostat, généralement maintenu à basse température par de l'azote liquide, dont la température d'ébullition est de 77 K à la pression atmosphérique. Cette contrainte est l'une des contraintes majeures rendant complexe l'utilisation pratique du germanium.

B.2.1 Conversion de l'énergie des photons en signal électrique

Lorsqu'un γ interagit dans un cristal semi-conducteur, il éjecte un électron primaire de son atome (photoélectron ou électron Compton). Cet électron rapide est ensuite freiné dans le cristal, et induit sur son parcours la création de paires électrons-trous. Le nombre total N de paires électrons-trous créées est proportionnel à l'énergie cinétique de l'électron primaire. On a $N = E/\omega$, ou ω est l'énergie moyenne de création de paire ($\omega = 2,97$ eV dans le Ge à 77 K). Si ces paires électron-trou sont produites dans la zone désertée par les porteurs majoritaires, où le champ électrique est non-nul, les électrons et les trous sont séparés, et migrent en direction de la zone neutre. Les électrons migrent jusqu'à la zone N, et les trous jusqu'à la zone P. Lorsque la zone de déplétion occupe la totalité du volume du cristal, ils sont collectés en fin de parcours par les électrodes de polarisation.

B.2.1.0.1 Collecte des charges

D'après le théorème de Ramo [Ramo 39], un déplacement dx d'une charge q, entre deux électrodes parallèles, séparées par une distance D, induit sur ces électrodes une modification de la charge :

$$dQ = q.dx/D. \tag{B.3}$$

Lorsqu'une paire électron-trou est créée à une distance x de l'électrode connectée à la zone de type N, la migration de l'électron vers le contact N induit dans le circuit extérieur, et pendant toute la durée de la migration, un courant :

$$i_e = e.v_e/D, \tag{B.4}$$

où v_e est la vitesse de déplacement des électrons dans le matériau. La variation totale de la charge induite sur les électrodes par ce déplacement, en intégrant sur tout le parcours, vaut :

$$Q_e = e.x/D. \tag{B.5}$$

De même la migration du trou vers le contact P induit un courant :

$$i_t = e.v_t/D, \tag{B.6}$$

où v_t est la vitesse du trou. La variation de la charge induite sur les électrodes vaut :

$$Q_t = e.(D-x)/D. \tag{B.7}$$

En sommant les contributions de l'électron et du trou, on obtient une variation totale de la charge aux bornes de la jonction :

$$Q = Q_e + Q_t = e. \tag{B.8}$$

On notera que cette charge est indépendante du lieu de l'interaction qui a créé la paire électron-trou. Pour un nombre N de paires créées, on mesure, une fois achevée la collecte de tous les porteurs, une modification de la charge aux bornes des électrodes :

$$Q_{tot} = N.e = \frac{E_\gamma}{\omega} \cdot e. \tag{B.9}$$

La charge induite est ainsi directement proportionnelle au nombre N de paires électron-trou créées dans la zone active, elle même proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur.

Pour un γ de 1,33 MeV interagissant dans le Germanium ($\omega = 2,97$ eV), on créé $N = 447800$ paires. La variation de charge induite est dont $Q_{tot} = 7,2.10^{-14}$ C. Le courant moyen, pour une durée totale de l'impulsion de l'ordre de 200 ns, est de 360 nA (temps de collection de 100 ns/cm). Les impulsions produites dans le détecteur sont donc de très faible amplitude, et le signal doit être amplifié avant d'être traité par un système d'acquisition.

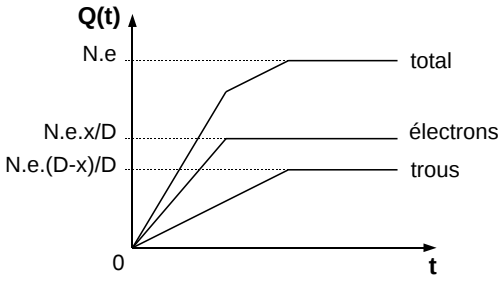

FIGURE B.6 – Evolution de la charge induite aux bornes de la jonction lors de la collecte des porteurs.

B.2.1.0.2 Formation du signal

Le premier étage d'amplification d'un détecteur Germanium est un préamplificateur de charge (PAC) utilisé comme intégrateur (capacité de contre-réaction $C_f = 1$ pF entre l'entrée et la sortie). L'élément de tête est constitué d'un transistor à effet de champ (FET). Le PAC intègre les impulsions de courant au bornes du détecteur, et fourni des impulsions de tension dont l'amplitude $V = Q/C_f$, est proportionnelle à l'énergie déposée. Le temps de montée est lié au temps de collecte des charges par le détecteur (~ 200 ns). La capacité de contre-réaction est placée en parallèle avec une résistance R_f ($R_f = 1$ GΩ) qui permet la décharge de C_f. Le temps de décroissance dépend des caractéristiques de la contre-réaction ($\tau = R_f.C_f \sim 1$ ms).

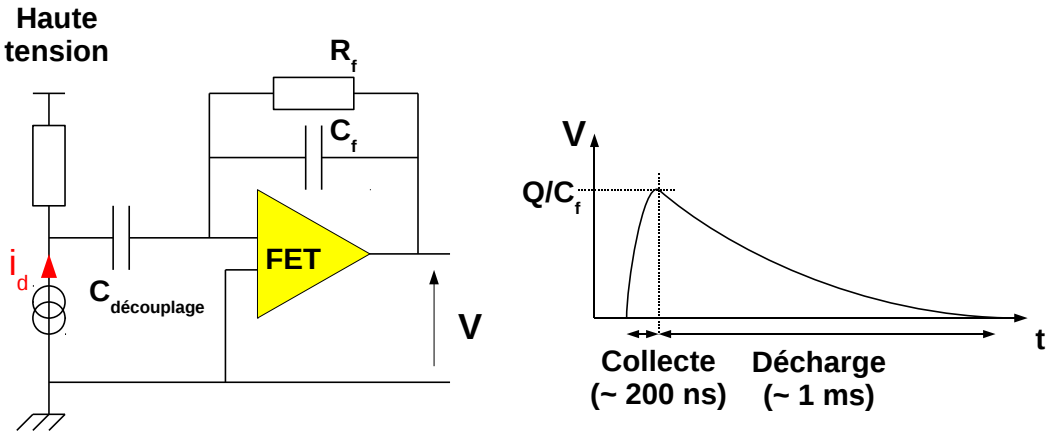

FIGURE B.7 – A gauche : Schéma simplifié du PAC dans le cadre d'un couplage alternatif. Le détecteur est considéré comme une source de courant idéale i_d, (en négligeant sa capacité et sa résistance). La capacité C_f permet l'intégration du courant, et la résistance R_f permet la décharge du détecteur. La capacité de découplage permet d'isoler le PAC de la tension de polarisation. A droite : La forme du signal en sortie du PAC.

Les impulsions de tension fournies par le PAC sont ensuite amplifiées par un amplificateur de

tension. Le préamplificateur équipant les détecteurs EUROGAM Phase 1 qui composent ORGAM sera décrit en détail au paragraphe C.2.

B.2.2 Résolution en énergie

La résolution en énergie est un facteur qui limite la qualité des mesures. Elle caractérise la capacité d'un détecteur à différencier des rayonnements émis à des énergies très proches. Elle est liée à la nature statistique des phénomènes induisant la création de paires électron-trou dans le détecteur, ainsi qu'au bruit électronique généré dans la jonction et dans le PAC.

B.2.2.0.3 Résolution intrinsèque

Les rayonnements γ mesurés en physique nucléaire ont une énergie qui varie de quelques keV jusqu'à environ 10 MeV. Le nombre moyen de paires créées est proportionnel à l'énergie cinétique E transférée à l'électron rapide. On a alors :

$$< N >= E/\omega, \tag{B.10}$$

où ω est l'énergie moyenne de création de paire, qui dépend du matériau utilisé (Ge : ω = 2,97 eV, Si : ω = 3,6 eV). Les collisions entre cet électron primaire et les électrons du cristal sont des phénomènes statistiquement indépendants, et le nombre N' de collisions est distribué selon une loi de Poisson. L'écart type sur ce nombre de collisions vaut donc :

$$\sigma^2_{N'} =< N' > . \tag{B.11}$$

Cependant, ces N' collisions n'induisent pas forcement une ionisation. De plus, la distribution en énergie des électrons secondaires produits permet à une partie d'entre eux d'induire, à leur tour, l'ionisation d'un atome du cristal. Le nombre N de paires crées est proportionnel au nombre de collisions N', mais les processus à l'origine de la création de paires électron-trou ne sont pas indépendants. La distribution associée à N possède ainsi une variance plus faible que la distribution de Poisson associée à N'. La variance de la distribution en énergie vaut :

$$\sigma^2_E = \sigma^2_N = F. < N >= F.E/\omega. \tag{B.12}$$

Le facteur F est appelé facteur de Fano, et caractérise l'écart de la variance par rapport à une distribution de Poisson. Sa valeur est indépendante de l'énergie incidente (aux énergies mises en jeu en physique nucléaire). Elle dépend du matériau utilisé. Pour le germanium, la valeur $F = 0,1$ est généralement admise. On peut ainsi obtenir la limite intrinsèque à la résolution du matériau. Comme l'énergie déposée et toujours grande devant l'énergie moyenne de création de paire, la distribution en énergie mesurée peut être approximée par une distribution gaussienne. La largeur

à mi-hauteur de la distribution en énergie est la grandeur conventionnellement utilisée pour caractériser le pouvoir de résolution d'un détecteur. On obtient ainsi, pour une distribution gaussienne, une largeur intrinsèque :

$$\Delta E_{intrinseque} = 2,35.\sigma_N = 2,35\sqrt{F.E/\omega}. \tag{B.13}$$

Cette largeur est une limite théorique, mais d'autres sources de fluctuations induisent un élargissement de la distribution en énergie.

B.2.2.0.4 Le bruit électronique

Les processus à l'origine du courant inverse mesuré aux bornes de la jonction (génération thermique de porteurs minoritaires) sont de nature aléatoire. Les fluctuations statistiques associées à ces processus sont donc sources de bruit électronique. Les composants du préamplificateur (FET, capacité et résistance de contre-réaction), sont également sources de bruit électronique. La jonction ainsi que le premier étage d'amplification sont en fait les principales sources de bruit électronique induisant une dégradation de la résolution, pour peu que les caractéristiques des étages suivants soient choisies de manière appropriée.

On peut modéliser les différentes sources de bruit par des générateurs de courant en parallèle, et des générateurs de tension en série à l'entrée du PAC. Pour calculer l'effet du bruit sur la résolution, on calcule d'abord la charge équivalente de bruit $< Q^2 >$ à l'entrée du PAC, à partir de ces différentes contributions :

$$< Q^2 >= A\frac{kT}{g_m\tau} + B\cdot C_e^2 + C\frac{kT}{R_e}\tau + D\left(I_G + I_L\right)\tau, \tag{B.14}$$

où τ est la constante d'intégration-différentiation, T la température du FET, g_m sa pente, C_e la somme des capacités d'entrée (jonction + FET), R_e est la résultante des résistances de fuite du FET et de la jonction, I_G le courant de fuite du FET, I_L le courant de fuite du détecteur. A, B, C, D sont des constantes. La référence [Mari 66] explique dans le détail comment sont prises en compte les différentes sources de bruit dans le calcul. Prendre en compte le bruit de fond revient à ajouter à la charge collectée une charge Q distribuée selon une loi gaussienne, de valeur moyenne nulle, et dont l'écart type vaut :

$$\sigma_Q^2 =< Q^2 > . \tag{B.15}$$

La distribution en énergie résultante $E = \frac{Q}{e}\omega$ a alors pour écart type :

$$\sigma_E = \frac{\omega}{e}\sigma_Q = \frac{\omega}{e}\sqrt{< Q^2 >}. \tag{B.16}$$

Ce qui correspond à une largeur à mi-hauteur :

$$\Delta E_{electronique} = 2,35\cdot\sigma_E = 2,35\frac{\omega}{e}\sqrt{< Q^2 >}. \tag{B.17}$$

On notera que cette largeur induite par le bruit augmente avec la température du FET, et avec le courant de fuite du détecteur (courant inverse). Le premier étage d'amplification (FET, capacité et résistance de contre-réaction) est donc refroidi, comme le cristal à la température de l'azote liquide.

B.2.2.0.5 Résolution totale du système détecteur + préamplificateur

Les processus liés à l'élargissement intrinsèque et ceux à l'origine du bruit de fond électronique n'étant pas corrélés, les largeurs à mi-hauteur induites s'ajoutent de manière quadratique. On a donc :

$$\Delta E^2_{total} = \Delta E^2_{intrinseque} + \Delta E^2_{electronique}. \tag{B.18}$$

La largeur $\Delta E_{intrinsque}$ étant fixée par le matériau utilisé, une amélioration de la résolution passe par une réduction des différents facteurs de bruit électronique.

Annexe C

Les détecteurs germanium tronconique type EUROGAM Phase 1

Les détecteurs tronconiques EUROGAM Phase 1 utilisent des cristaux de germanium de haute pureté, avec une géométrie dite coaxiale. Le cristal a la forme d'un cylindre fermé à une extrémité. La haute tension est appliquée entre la surface interne et la surface externe du cristal. Ces détecteurs comporte un seul cristal coaxial de type N (diamètre 69 mm, longueur 78 mm), avec un profil de dopage P^+NN^+. Le cristal est constitué de germanium faiblement dopé N ($\sim 10^{10}$ cm^{-3}). Le contact N de la jonction (face interne) est fortement dopé (N^+) par diffusion de lithium (0,3 à 0,5 mm), et le contact P (face externe) est lui fortement dopé (P^+) par implantation de Bore (~ 50 nm). La surface du cristal située à la base doit être passivée afin de supporter la haute tension appliquée aux bornes de la jonction.

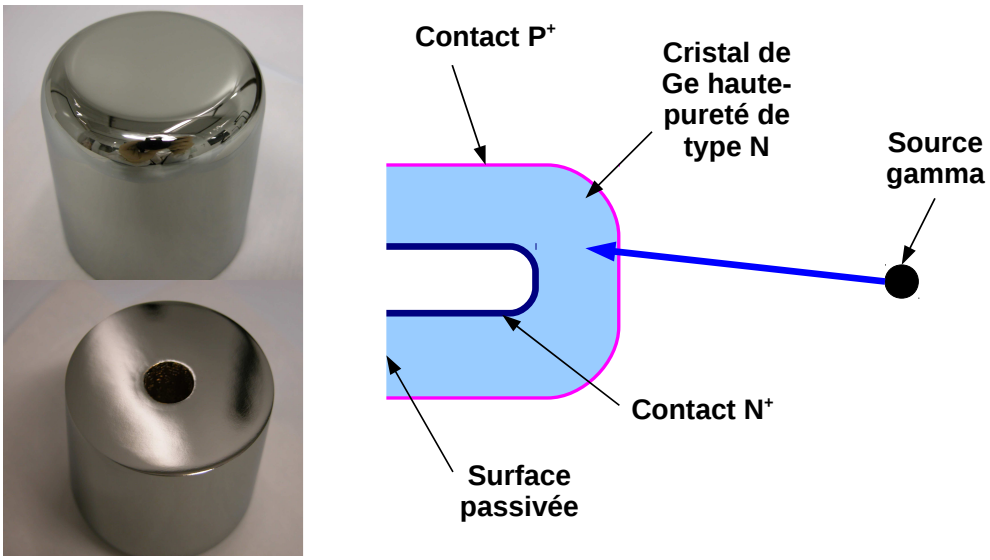

FIGURE C.1 – A gauche : Le cristal coaxial de Germanium. A droite : Schéma du cristal coaxial P^+NN^+ et implantation des contacts.

Les détecteurs EUROGAM Phase 1 ont été fabriqués par les sociétés EURISYS et ORTEC. Les caractéristiques des détecteurs fabriqués par chacune de ces deux sociétés sont très similaires,

mais il existe quelques différences dans les choix techniques, notamment concernant l'électronique embarquée, ainsi que le dispositif destiné au retraitement.

C.1 Le cryostat

Chaque détecteur comporte son propre réservoir cryogénique d'azote liquide (*Dewar*), qui permet, par l'intermédiaire d'un doigt froid en cuivre, de maintenir la partie interne du cryostat à une température proche de 77 K. Le capot entourant le cristal, et qui constitue la paroi externe du cryostat, est constitué d'une faible épaisseur d'aluminium (< 1 mm) limitant la probabilité d'interaction des photons γ dans cette zone, et accroissant ainsi l'efficacité de détection. L'isolation thermique est garantie par un vide de l'ordre de 10^{-8} mbar entre le capot, à température ambiante, et la partie froide du détecteur. La température à l'intérieur du cryostat peut être mesurée grâce à une résistance de platine (Pt100), dont la valeur est d'environ 110 Ω à température ambiante contre environ 30 Ω pour une température proche de 77 K. La mesure de cette résistance permet de s'assurer que la jonction peut être polarisée sans risque de destruction.

Lors du remplissage d'un détecteur initialement à température ambiante, une grande quantité d'azote est consommée pour abaisser la température des parois internes du *Dewar*. Lorsque cette température s'approche du point d'ébullition de l'azote liquide, le *Dewar* peut alors se remplir, et le cryostat est refroidi par l'intermédiaire du doigt froid. Après ce premier remplissage, le détecteur est maintenu froid grâce à l'azote liquide contenu dans le *Dewar*. Le maintien en froid d'un détecteur ne consomme que peu d'azote en comparaison du remplissage initial. Le réservoir se vide, par évaporation de l'azote, en une période d'environ 12 à 15 heures, mais la température du cryostat (mesuré par la Pt100) n'augmente de manière significative qu'au bout de 24 heures environ. L'autonomie peut cependant diminuer lorsque la qualité du vide se dégrade dans le crysotat.

C.2 L'électronique de lecture

L'électronique "froide" du préamplificateur comprend le FET, ainsi que la contre-réaction. A cette partie froide s'ajoute une électronique "chaude", qui se situe à l'extérieur du cryostat. Cette partie du préamplificateur est destinée à la mise en forme, au filtrage, et à l'amplification du signal de tension fourni par le FET. Les caractéristiques des montages utilisés diffèrent légèrement selon le fabricant. L'électronique chaude comprend également un filtre haute-tension qui permet de filtrer le bruit basse fréquence de la haute-tension, et de garantir une application lente de cette haute-tension lors de la polarisation du détecteur ($\sim$ s). La figure C.3 donne une vue d'ensemble de l'électronique de traitement du signal. Les préamplificateurs ORTEC et EURISYS sont très semblables, mais il existe quelques différences entre les deux fabricants.

– Les détecteurs ORTEC utilisent le préamplificateur ORTEC dit "1/2 lune". Le premier étage,

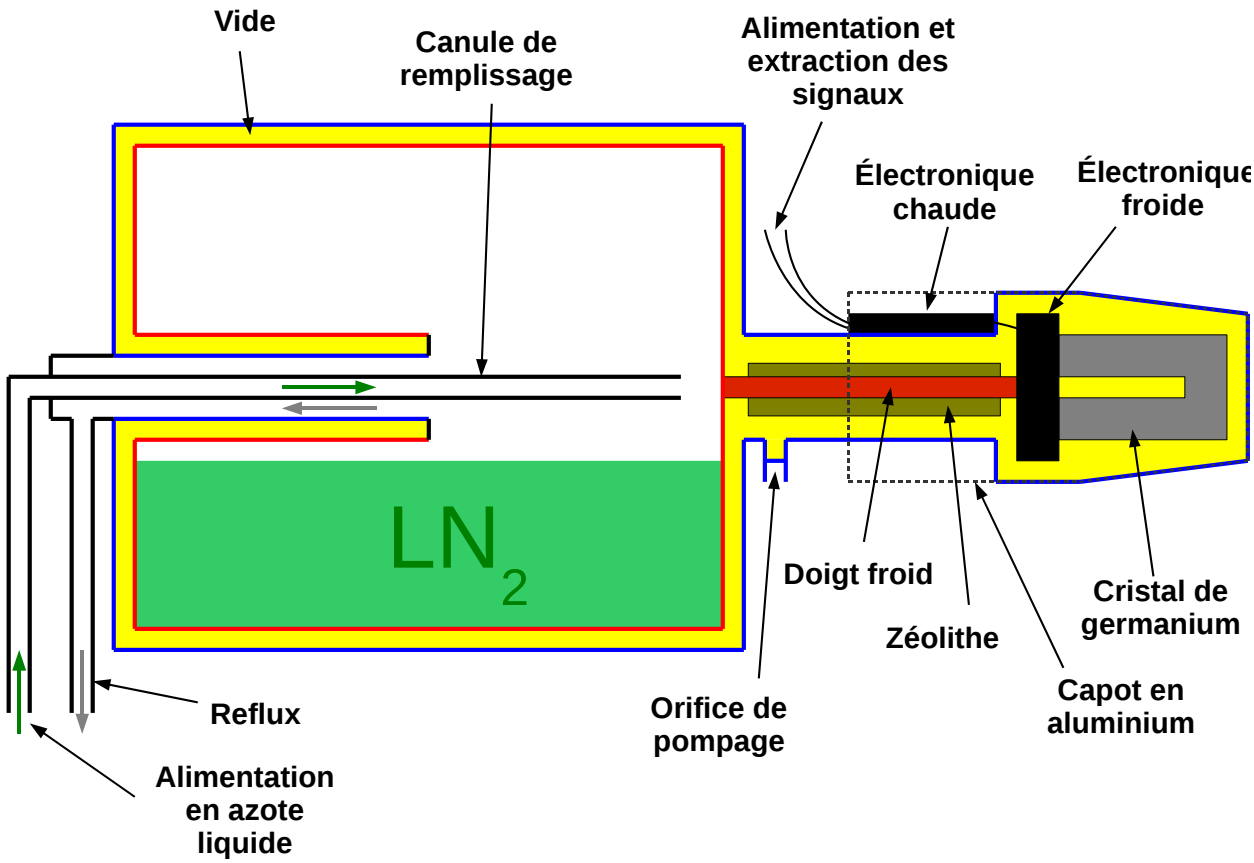

FIGURE C.2 – Schéma de principe du cryostat. La partie sous vide est représentée en jaune. Les parois externes (à température ambiante) apparaissent en bleu. Les parties froides, conductrices de chaleur, qui maintiennent le cryostat à basse température, sont représentées en rouge.

destiné à la mise en forme, est constitué d'un circuit intégré ORTEC HPA706, alimenté en 24 V. Il est possible de régler le courtant de drain du FET à l'aide d'un potentiomètre, ce qui permet d'augmenter le rapport *signal/bruit*. Le signal en sortie est envoyé vers une cellule de différentiation qui permet de raccourcir la durée d'impulsion. Cette réduction de la durée d'impulsion permet ainsi d'éviter l'effet d'empilement lorsque le taux de comptage est élevé. Les impulsions de tension après différentiation ont un temps de décroissance de l'ordre de 50 μs (au lieu de 1 ms). Le temps de monté n'est pas modifié. Un potentiomètre permet le réglage du pôle-zéro. L'étage suivant est constitué d'un amplificateur opérationnel linéaire qui fait également office de filtre passe-bas (capacité de contre réaction sur l'entrée inverseuse). L'AO HPA806 est utilisé dans les détecteurs ORTEC.

– Les détecteurs EURISYS utilisent le préamplificateur EURISYS PSC822. L'étage de mise en forme est constitué d'un ensemble de transistors. Il est également possible d'ajuster le

courant de drain du FET grâce à un potentiomètre. La partie différentiation et réglage du pôle-zéro est identique à celle des détecteurs ORTEC. L'étage d'amplification est également semblable à celui des détecteurs ORTEC, mais l'AO est du type AD829, et il n'y a pas de capacité de filtrage des hautes fréquences.

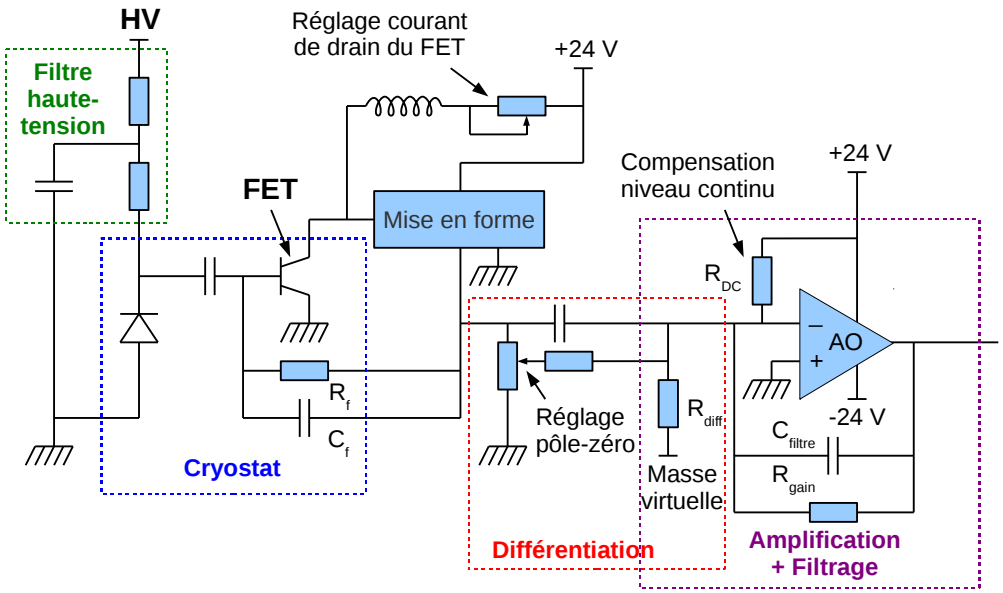

FIGURE C.3 – Schéma d'ensemble de l'électronique embarquée.

Chaque détecteur possède également une "carte alarme", qui permet, par l'intermédiaire de la mesure de la Pt100, de fournir un signal continu de +5V/-24V, qui commute pour une valeur seuil de la résistance de platine. Ce signal, appelé "Bias Shut Down" (BSD), permet de couper l'alimentation haute-tension au cas où la température dépasserait la consigne de fonctionnement du détecteur (risque de détérioration du cristal).

C.3 Alimentation et extraction des signaux

Chaque détecteur est alimenté par une haute tension de -3 kV à -4,5 kV (selon les caractéristiques du cristal) permettant de polariser la jonction de germanium. La haute tension (négative) est appliquée à la surface externe du cristal (contact P), alors que la surface interne (contact N) est reliée à la masse. Un connecteur coaxial haute-tension (coaxial SHV femelle) permet l'alimentation par un module haute-tension externe. Un connecteur basse-tension (sub-d 9 broches mâle) permet l'alimentation du préamplificateur (+/-12V, +/-24V). Les signaux physiques pré-amplifiés

sont extraits grâce à 2 sorties coaxiales (BNC femelle) identiques en parallèle. En plus des signaux physiques, chaque détecteur possède une sortie permettant une mesure directe de la valeur de la résistance de platine, ainsi qu'une sortie BSD qui doit être connectée au module d'alimentation haute-tension. La sortie Pt100 de la plupart des détecteurs EURISYS est une sortie coaxiale BNC femelle. Dans le cas des détecteurs ORTEC, la sortie Pt100 utilise un câble Lemo quatre brins, dont deux servent à la mesure de Pt100, et deux sont utilisés lors du retraitement pour alimenter en courant une résistance chauffante à l'intérieur du cryostat ("Caddock").

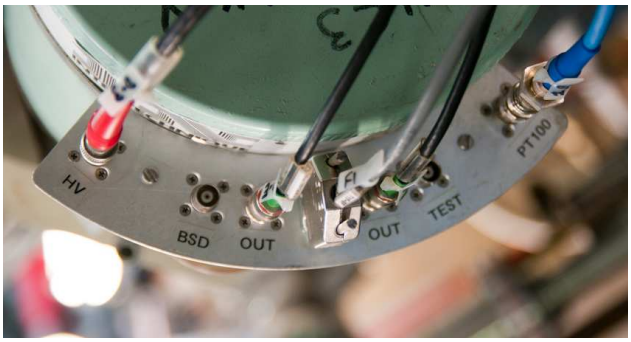

FIGURE C.4 – Les connecteurs permettant l'alimentation et la lecture des signaux.

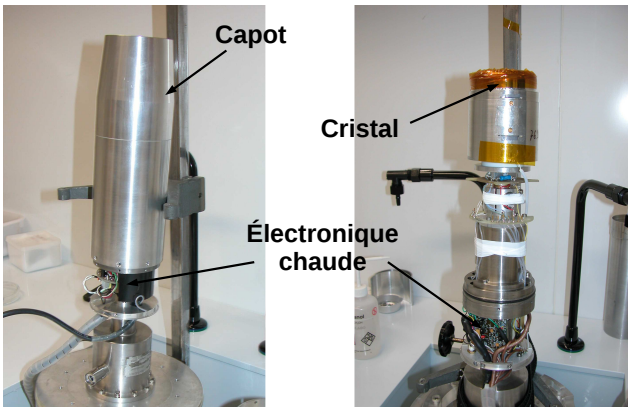

FIGURE C.5 – A gauche, un détecteur capot fermé. A droite, le cryostat est ouvert (en salle blanche). Le cristal est maintenu par un support en aluminium par lequel est appliquée la haute-tension.

Annexe D

Fonctionnement des enceintes de réjection Compton

D.1 Les détecteurs à scintillation

Lorsqu'un photon γ interagit dans le cristal de BGO par effet photoélectrique ou par effet Compton, il éjecte un électron rapide dans le milieu. Cet électron rapide est ensuite ralenti dans le cristal, provoquant l'excitation d'un certain nombre d'électrons vers la bande de conduction. Le nombre d'électrons excités vers la bande de conduction est, comme dans le cas des semi-conducteurs, proportionnel à l'énergie déposée. La désexcitation des électrons vers la bande de valence s'accompagne d'une émission de photons dits de scintillation, dans le domaine des basses énergies (proche du domaine visible). Le nombre de photons de scintillation émis est proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal par le photon incident. Le rendement de scintillation du matériau correspond au nombre de photons de scintillation émis par unité d'énergie déposée. Dans le cas du BGO, on a $\rho = 3,3$ keV^{-1}.

L'une des faces du cristal de BGO est collée par un lien optique à la photocathode d'un tube photomultiplicateur (PM). Les autres faces du cristal sont recouvertes d'un matériau réfléchissant qui assure que les photons de scintillations, émis de manière isotrope, atteignent la fenêtre d'entrée du PM. Chaque photon de scintillation qui atteint la photocathode du PM arrache en moyenne k électrons ($k \sim 20-30\%$). Ce nombre k est l'efficacité quantique de la photocathode. Les électrons sont ensuite accélérés par un champ électrique jusqu'à une première électrode appelée dynode, à laquelle ils arrachent en moyenne δ électrons chacun. Les électrons arrachés à la première dynode sont à leur tour accélérés en direction d'une seconde dynode, à laquelle ils arrachent également δ électrons chacun. On multiplie ainsi le nombre d'électrons par un facteur δ à chaque dynode. Si le PM comporte n dynodes, le gain associé est donné par la relation :

$$G = \delta^n. \tag{D.1}$$

Lorsqu'un photon dépose une énergie E dans le détecteur, la charge induite sur l'anode du PM vaut :

$$Q = \rho \cdot E \cdot k \cdot \delta^n. \tag{D.2}$$

La résolution en énergie des détecteurs à scintillation est de l'ordre de 20%, ce qui est loin de la résolution obtenue avec les détecteurs germanium ($\sim 0,2\%$). Cependant, la résolution des détecteurs BGO n'est pas critique dans le cas d'ORGAM, car ils sont utilisés comme un simple *veto*. On ne s'intéresse donc pas à l'énergie déposée.

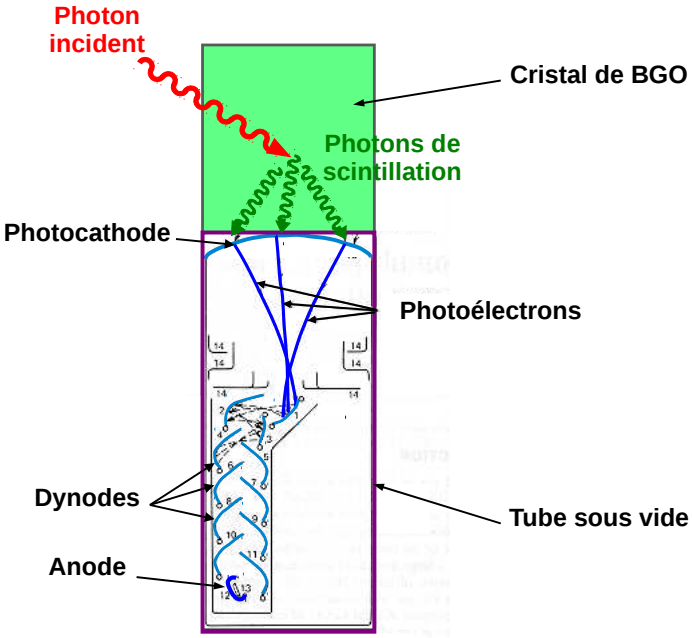

FIGURE D.1 – Schéma du détecteur à scintillation.

D.2 L'électronique de lecture

Les signaux fournis par l'anode des PM sont amplifiés et mis en forme par un préamplificateur de charge intégrateur, dont le principe est similaire à celui utilisé dans les détecteurs germanium. Le PAC fourni des impulsions de tension dont l'amplitude est proportionnelle à la charge induite sur l'anode, et donc à l'énergie déposée dans le cristal.

Annexe E

Maintien en froid des détecteurs germnium d'ORGAM

Les détecteurs composant ORGAM sont maintenus en froid par un système d'alimentation automatique en azote liquide. Ce système d'alimentation est commandé par un module Agilent 34907A, lui-même commandé à l'aide d'une interface LabView qui gère le déclenchement et l'arrêt du remplissage. Au cours d'une expérience ORGAM, l'alimentation en azote est assurée par deux réservoirs tampon de 300 L et 200 L maintenus à une pression 1,6 bar. Chaque réservoir alimente une nourrice (une pour chaque demi-sphère), qui distribue l'azote liquide à l'ensemble des réservoirs des détecteurs germanium.

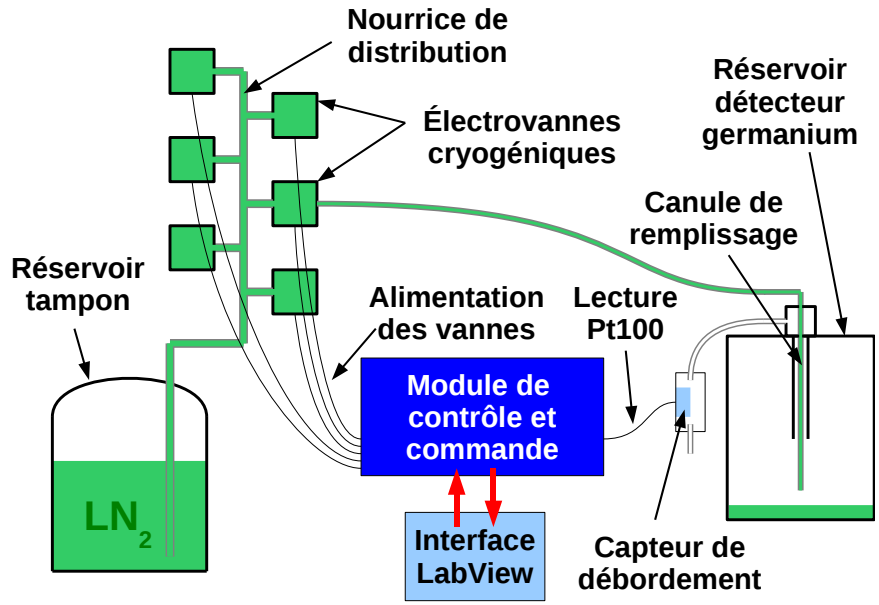

FIGURE E.1 – Schéma de principe du système de refroidissement du détecteur ORGAM.

E.1 Les cycles de remplissage

Les détecteurs sont remplis simultanément, à intervalles de temps réguliers. La durée entre deux remplissages peut-être ajustée afin d'optimiser la consommation d'azote. Chaque détecteur possède sa propre voie d'alimentation en azote, commandée par une électrovanne fixée à la nourrice de distribution (voir figure E.2).

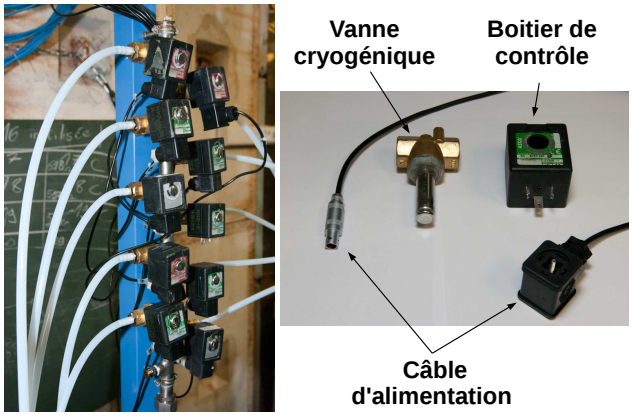

FIGURE E.2 – Une nourrice distribuant l'azote à la moitié des détecteurs. L'azote arrive par le bas. Chaque électrovanne permet d'ouvrir la ligne de transfert alimentant un détecteur donné.

Chaque électrovanne est actionnée par une bobine magnétique située à l'intérieur du boitier de commande. Au repos, la vanne est maintenue en position fermée par un ressort. L'alimentation de la bobine permet de déclencher son ouverture. Le courant alternatif alimentant les vannes est fourni par une alimentation 24 V. L'alimentation de chaque voie est contrôlée par l'un des 20 relais coupe-circuit de la carte Agilent 34903A. Chaque relais bloque ou autorise le passage du courant dans la bobine du boitier de commande de l'électrovanne correspondante. Le maintien en position ouverte d'une électrovanne nécessite une puissance de 10 W, mais la puissance d'appel nécessaire à son ouverture est de 55 W. Au début du remplissage, les relais du module Agilent s'ouvrent séquentiellement, afin d'éviter un appel de courant trop important (plus de 1000 W) que l'alimentation ne pourrait supporter. Une fois les vannes ouvertes, l'azote afflue dans les tuyaux cryogéniques. Les tuyaux, alors à température ambiante, sont d'abord refroidis jusqu'à 77 K par le flux d'azote, qui se vaporise à leur contact. L'azote qui arrive aux détecteurs afflue donc sous forme gazeuse tant que l'intégralité du circuit n'est pas refroidie. Lorsque la température des tuyaux atteint 77 K, l'azote liquide commence à remplir les réservoirs individuels des détecteurs via les canules de remplissage.

Chaque réservoir est muni d'un capteur de débordement (voir figure E.3) qui détecte le reflux d'azote se produisant lorsque le réservoir est plein. Ce capteur est constitué d'une résistance de platine (Pt100), placée à la sortie de la surverse de la canule de remplissage, et dont la valeur varie avec la température ($R = R_0(1+\alpha\theta)$, où θ est la température en °C, $\alpha = 3\cdot10^{-3}$ °C^{-1} et $R_0 = 100$ Ω). La carte Agilent 34901A permet la mesure en temps réel de cette résistance.

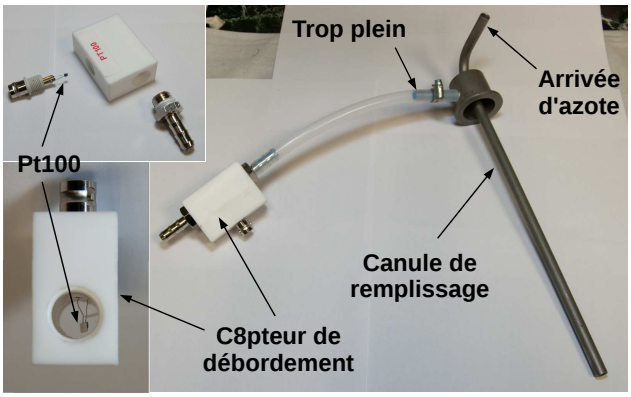

FIGURE E.3 – Canule de remplissage reliée au capteur de débordement. Sur la photo de gauche, on peut voir la résistance Pt100 à l'intérieur du capteur en téflon.

Au début d'un remplissage, l'azote liquide se vaporise dans les tuyaux, et l'azote gazeux à basse température reflue par la surverse des réservoirs. Le flux de gaz est de plus en plus froid au fur du refroidissement des tuyaux d'alimentation. La résistance diminue donc progressivement jusqu'à un palier situé à environ 45 Ω, qui coïncide avec le début du remplissage effectif du réservoir. Lorsque le réservoir est plein, le brutal reflux d'azote liquide à 77 K provoque une chute de la résistance aux environs de 20 Ω. Cette chute de la résistance en dessous d'un seuil prédéfini déclenche la fermeture de l'électrovanne correspondante. Un remplissage se termine lorsque toutes les électrovannes sont fermées. On peut voir l'évolution de la résistance Pt100 du capteur de débordement sur la figure E.4.

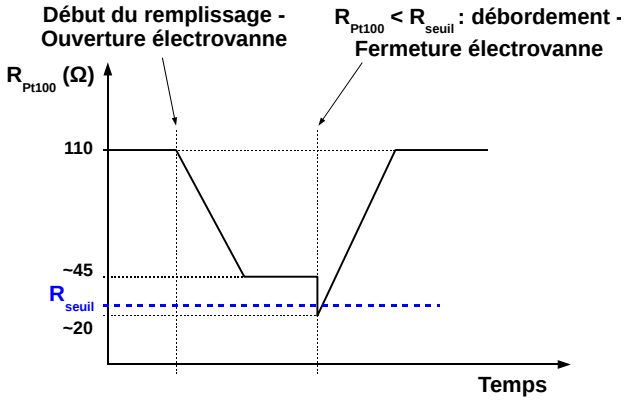

FIGURE E.4 – Evolution de la résistance Pt100 du capteur de débordement au cours du remplissage.

E.2 L'alimentation des vannes et la lecture des Pt100

Un boitier d'alimentation permet de connecter, en face avant, les câbles d'alimentation des électrovannes (Lemo double brin) ainsi que les signaux des Pt100 des capteurs de débordement (coaxial BNC). Les signaux de Pt100 sont transmis depuis la face arrière vers la carte Agilent 34901A. La tension d'alimentation alternative 24 V, fournie par un transformateur 220 V / 24 V placé à l'intérieur du boitier, est envoyée à l'entrée des relais coupe-circuit de la carte Agilent 34903A, puis des relais vers les connecteurs du panneau avant du boitier d'alimentation. Le module Agilent et l'interface LabView communiquent grâce à un bus GPIB qui transmet, sous forme digitale, les valeurs des résistances, et les signaux contrôlant l'état des relais coupe-circuit.

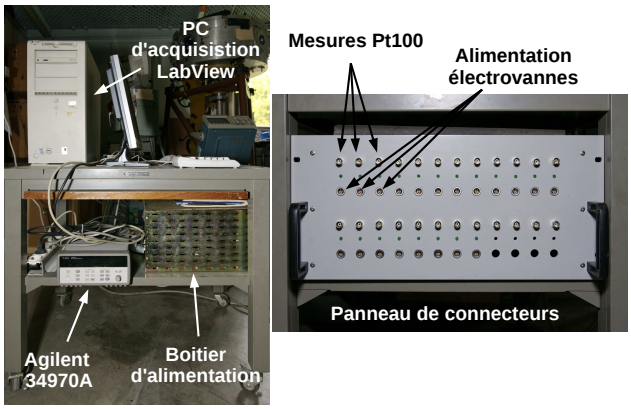

FIGURE E.5 – Le module Agilent 34970A et le boitier d'alimentation avec son panneau de connecteurs.

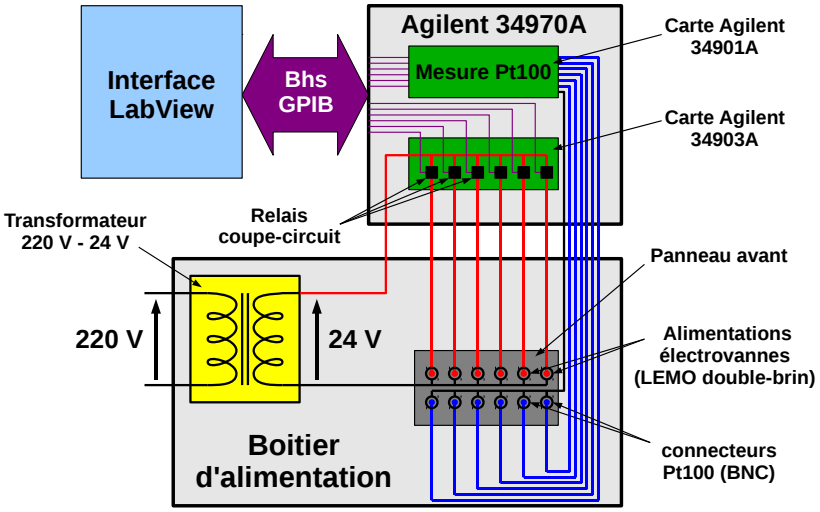

FIGURE E.6 – Alimentation des vannes et mesure de Pt100.

E.3 L'interface de contrôle et commande

L'interface de contrôle et commande LabView permet de gérer l'alimentation simultanée de 20 détecteurs. La limitation à 20 voies est imposée par le nombre de relais du module Agilent utilisé. L'interface intègre un mode de remplissage manuel et un mode automatique :

- le mode manuel, permet le remplissage initial des détecteurs. L'alimentation d'une électrovanne donnée et alors commandée par un simple interrupteur. Le remplissage doit être arrêté manuellement par l'utilisateur.
- le mode automatique est utilisé en fonctionnement routinier, pour le maintien des détecteurs à basse température. Dans ce mode, l'utilisateur sélectionne les voies à remplir, et la période séparant deux remplissages. Pour chaque voie d'alimentation, il faut régler le seuil de débordement, et la durée maximale de remplissage. L'alimentation de la vanne est automatiquement coupée lorsque le temps de remplissage dépasse la limite imposée par l'utilisateur. Cette sécurité permet d'éviter de vider les réservoirs tampons au cas ou un capteur de débordement serait défectueux, ou en cas de fuite d'azote sur l'une des voies d'alimentation. Ce mode automatique permet également de définir le type de seuil de débordement (seuil haut/bas) afin de permettre l'utilisation de résistances en carbone comme capteur de débordement (augmentation de la résistance lorsque la température baisse).
  Au cours du remplissage, le programme compare en permanence la valeur de la résistance mesurée par la carte Agilent 34901A avec la valeur du seuil défini par l'utilisateur. Il compare également le temps de remplissage avec la durée maximale qui a été définie. Lorsque le seuil (ou la durée maximale du remplissage) est atteint, le programme commande l'ouverture du relais correspondant de la carte Agilent 34903A, et donc la fermeture de la vanne. Dans ce mode automatique, le panneau de contrôle rend compte, pour chaque voie, de la manière dont s'est terminée la dernière phase de remplissage (débordement ou dépassement de la durée de remplissage). Il est ainsi possible de diagnostiquer d'éventuels problèmes sur les voies d'alimentation en azote.

E.4 Les améliorations apportées pour ORGAM

L'installation d'ORGAM à Orsay a été l'occasion de moderniser et de fiabiliser le système de remplissage automatique qui jusqu'alors utilisé lors des expériences après du pôle Tandem-ALTO. Des améliorations ont ainsi été apportées dans la circulation d'azote entre les réservoirs tampons et les *Dewars* des détecteurs (tuyaux, canules de remplissage). Les capteurs de débordement ont également été fiabilisés. L'interface de contrôle et commande, ainsi que le module Agilent, permettaient la gestion du remplissage de 10 voies simultanément. Ils ont du être adaptés afin de permettre le remplissage de 20 détecteurs, et d'assurer un meilleur diagnostic des éventuels problèmes rencontrés durant un remplissage.

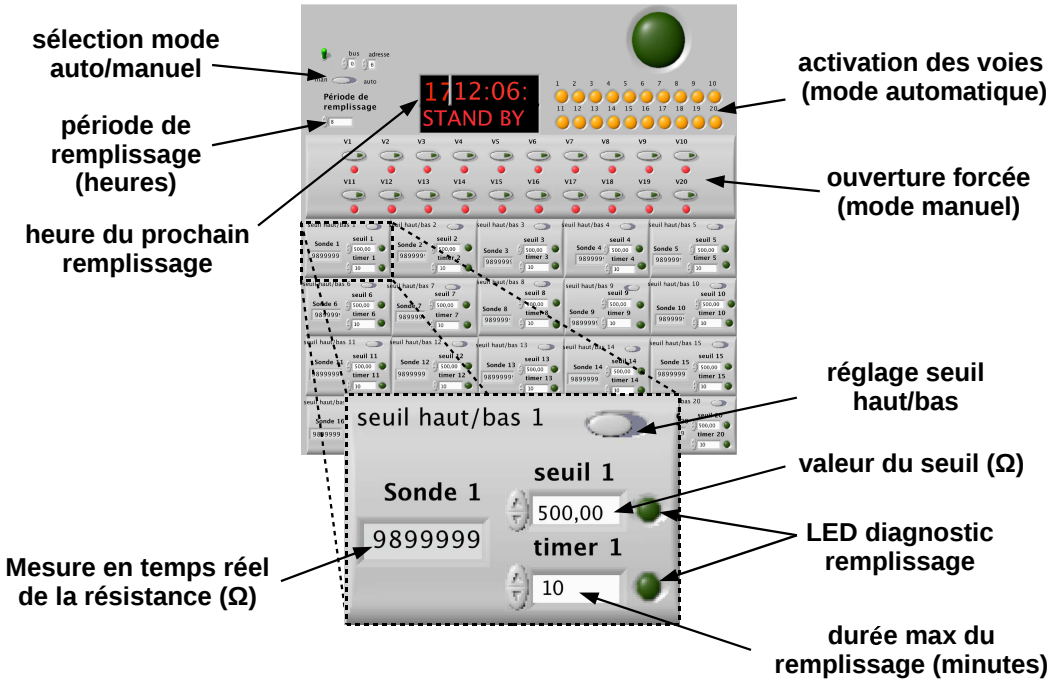

FIGURE E.7 – Le panneau avant de l'interface LabView.

– Avant l'installation d'ORGAM, le transport d'azote entre le réservoir tampon, et les détecteurs était assuré par un ensemble de tuyaux en acier. Comme nous l'avons vu précédemment, les tuyaux permettant l'acheminement de l'azote doivent être refroidis à 77 K pour permettre une circulation sous forme liquide. La grande capacité calorifique du métal induit des échanges de chaleur importants avec le milieu extérieur. Une grande quantité d'azote est donc consommée pour maintenir le tuyau à basse température au cours du remplissage. L'évaporation est alors plus importante, et les temps de remplissage sont considérablement allongés. Il faut entourer chaque tuyau d'une gaine en mouse thermo-isolante afin de limiter les pertes, ce qui a pour effet d'augmenter considérablement l'encombrement du système.
Le métal possède également l'inconvénient de se contracter lorsqu'il est porté à basse température. Les tuyaux en acier et les connecteurs en laiton ne possédant pas le même coefficient de dilatation, l'interface acier/laiton est sujette à de nombreuses fuites.
Pour remplacer l'ancien système, nous avons opté pour une circulation utilisant des tuyaux en *Teflon* adaptés au transport de l'azote liquide. La capacité calorifique du *Teflon* étant beaucoup plus faible que celle de l'acier, les échanges de chaleur avec l'extérieur sont largement réduits, et l'azote arrive plus rapidement au *Dewar* sous forme liquide. De plus, ces tuyaux peuvent être facilement coupés à la longueur optimale. On raccourcit ainsi la longueur de la ligne de transfert entre le réservoir tampon et les détecteurs, ce qui réduit les pertes par évaporation le long de la ligne. Le diamètre interne des tuyaux et de 8 mm et le

diamètre externe 10 mm.
Les tuyaux en *Teflon* ont l'avantage supplémentaire de garantir une isolation électrique entre le cryostat des détecteurs et le système de remplissage, qui peut être une source de bruit électronique. On évite ainsi une dégradation de la résolution.

– Les canules de remplissage utilisées ont été fabriquées à partir d'un modèle dessiné à l'IPHC Strasbourg (voir figure E.8). Leur conception est très simple, mais la campagne de tests effectués sur les détecteurs germanium à permis de démontrer leur grande fiabilité. Les canules sont constituées d'un simple tube en acier, de diamètre interne 6 mm, et de diamètre externe 8 mm. Deux cylindres creux métalliques, dont l'un est soudé à la canule et à la surverse, et l'autre vissé au *Dewar*, et qui possèdent chacun une extrémité évasée, permettent le raccordement : les extrémités évasées des deux cylindres sont positionnée face à face, et pincées l'une contre l'autre avec un collier de serrage. Un joint de caoutchouc permet d'assurer l'étanchéité. Lorsque le *Dewar* est plein, l'azote reflue le long du col, vers l'intérieur des cylindres, pour être évacué par la surverse.

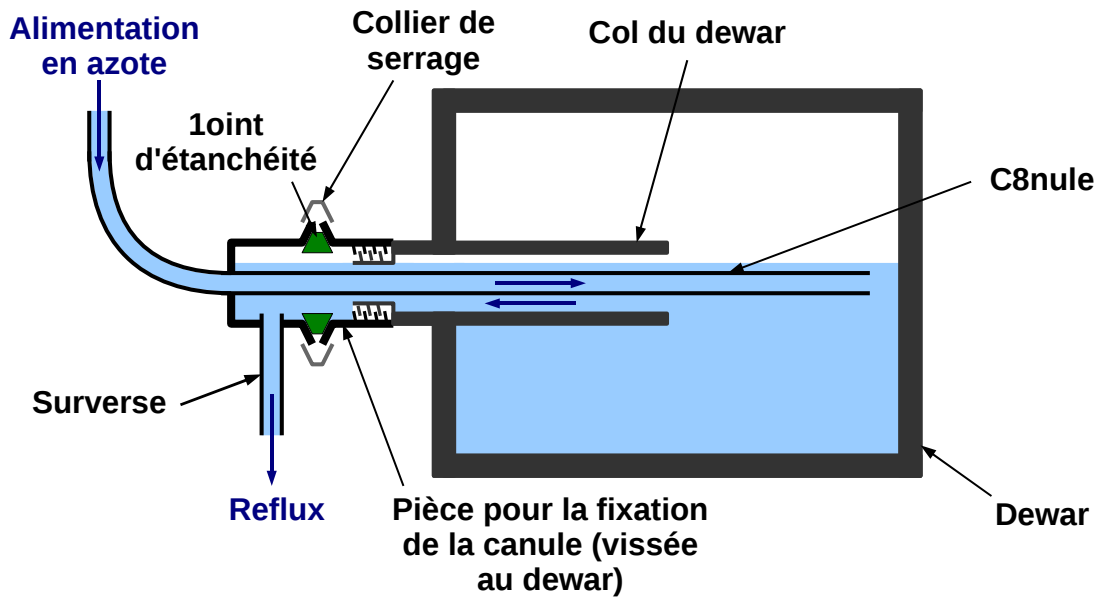

FIGURE E.8 – Une vue en coupe de la canule raccordée au *Dewar* d'un détecteur.

Le diamètre extérieur de la canule et de la surverse est le même que le diamètre interne des tuyaux de raccordement, ce qui permet une adaptation directe. Les tuyaux sont fichés autour de la canule et de la surverse et maintenus en place par de simples colliers de serrage.

– Les capteurs de débordement utilisaient auparavant des résistances de carbone, qui ont été remplacées par des Pt100. La valeur des résistances de carbone au moment du débordement

étaient sujette à des fluctuations d'un remplissage à l'autre, ce qui imposait de réajuster fréquemment du seuil de chaque voie. La résistance des Pt100 soumises au flux d'azote liquide reste toujours la même à 0,1 Ω près. Le seuil, une fois réglé pour chaque voie, n'a plus besoin d'être modifié.

– Nous avons choisi d'utiliser des blocs Pt100 en téflon, en remplacement des blocs en bakélite utilisés jusque là. En effet, les anciens blocs Pt100 avaient tendance à se fissurer au fur et à mesure de leur utilisation, et finissaient par casser. Le téflon à l'avantage de bien supporter les variations brutales de température auxquelles sont soumis les blocs lorsque l'azote reflue du détecteur.

– Le passage à 20 voies a nécessité une modification du câblage des cartes du module Agilent, qui n'étaient prévues que pour 10 voies. Le boitier permettant l'alimentation des vannes et la connexion des signaux Pt100 des capteurs a été rénové par le technicien du groupe NESTER, Sébastien Ancelin.

– Le programme de l'interface de contrôle commande permettait de gérer le remplissage de 10 détecteurs Germanium. Il a été nécessaire d'apporter de nombreuses modifications au programme LabView, afin de prendre en compte les 10 voies supplémentaires. Des modifications ont été apportées permettant également un meilleur diagnostic des éventuels problèmes rencontrés lors d'un remplissage. Il est maintenant possible de choisir le type de seuil (haut/bas) en fonction du capteur de débordement utilisé (carbone/Pt100).

Table des figures

1 La charte des noyaux. 13
2 Différence entre la masse des noyaux mesurée expérimentalement et la masse calculée par la formule de la goutte liquide. 14
3 Energie $E2^+$ du premier état excité des isotopes pair-pair de calcium. 14

1.1 Energie des états de particule individuelle obtenue avec un potentiel d'oscillateur harmonique corrigé des effets de bord (terme en l^2), auquel s'ajoute le terme d'interaction spin-orbite. 19
1.2 La charte des noyaux, et les noyaux de la couche fp. 21
1.3 Les orbitales de valence de la couche fp. 21
1.4 Energie $E(2_1^+)$ des noyaux pair-pair de la couche fp. 22
1.5 Probabilité de transition réduite $B(E2)_{2^+\rightarrow 0^+}$ des noyaux pair-pair de la couche fp. 23
1.6 Disparition du gap $N = 32$ sous l'effet de l'interaction résiduelle proton-neutron. . 23
1.7 Énergie $E_{2_1^+}$ des noyaux de Ni, Fe, et Cr autour de N = 40. 24
1.8 Energie de séparation d'un neutrons S_n pour la chaîne isotopique de Ni. 25
1.9 Configuration normale et configurations intruses dans le ^{68}Ni. Les configurations intruses correspondent à la promotion de paires de neutrons couplés à 0^+ à travers le gap semi-magique $N = 40$. 26
1.10 Production des noyaux exotiques riches en neutrons de la couche fp. 27

2.1 Distribution en énergie asymétrique due à une mauvaise collecte des charges. . . . 32
2.2 Schéma de principe du retraitement d'un détecteur tronconique type EUROGAM Phase 1. La température du cristal augmente sous l'effet du doigt chauffant ou d'une résistance dédiée à l'intérieur du cryostat. A 80°C, la surface du cristal désorbe les impuretés (dégazage). A partir de 100°C, le réseau cristallin subit un réarrangement (recuit). Une pompe turbo-moléculaire permet d'extraire les gaz résiduels. 33
2.3 Le banc de pompage du Labo Germanium. La pompe se situe sur la gauche de l'image. A droite, on voit le régulateur de température. 34
2.4 Evolution de la température et de la pression dans le cryostat au cours du retraitement. 34

2.5 Effet du retraitement effectué sur le détecteur GFOC21, pour la raie à 1332,5 keV émise par une source de ^{60}Co. Le spectre a) correspond au test effectué avant retraitement, alors que le spectre b) a été enregistré après retraitement. La résolution mesurée passe de 5 keV à 2,5 keV. 35
2.6 Effet du retraitement effectué sur la résolution à 1332 keV des détecteurs germanium tronconiques EUROGAM Phase 1. 35
2.7 Spectre de décroissance du ^{60}Co. A chaque raie γ est associé un fond Compton. En négligeant la diffusion Compton multiple des photons émis à 1173 keV, seule la transition à 1332,5 keV contribue au fond entre 1040 keV et 1096 keV. Les valeur de N_{pic} et N_{fond} utilisées pour le calcul du rapport P/C sont indiquées en ordonnée. 38
2.8 Schéma du détecteur Ge muni de son enceinte de réjection. 39
2.9 A gauche, on peut voir les PM qui entourent le capot interne d'une enceinte BGO. A droite, on distingue les 10 cristaux de BGO à l'intérieur de l'enceinte anti-Compton. 40
2.10 Spectre du ^{60}Co obtenu avec le germanium. Les photons qui subissent une interaction par effet Compton sont diffusés avec une énergie d'autant plus faible que l'énergie déposée dans le germanium est importante. 40
2.11 Spectre à basse énergie du ^{241}Am obtenu avec un scintillateur BGO. Le pic correspond à la raie γ à 59,5 keV émise par la source. 41
2.12 Spectre à basse énergie du ^{241}Am obtenu avec un scintillateur BGO possédant un niveau de bruit important. Sur le spectre en échelle logarithmique on observe que le taux de comptage est deux ordres de grandeur plus élevé dans le pic correspondant au bruit que dans le pic correspondant à la raie à 59,5 keV, ce qui confirme la nécessité d'un réglage du seuil. 42
2.13 Spectre en énergie du ^{60}Co obtenu avec un détecteur germanium muni d'une enceinte de réjection. Le spectre total est représenté en noir, le spectre bleu correspond aux événements non-rejetés, et le spectre rouge est constitué des événements rejetés. 42
2.14 Câblage en série et alimentation d'une enceinte BGO. 43
2.15 Spectres à basse énergie du ^{137}Cs pour les détecteurs BGO de l'enceinte SUE11. La raie à 32 keV observée et due aux rayons X émis lors de la décroissance du ^{137}Cs. Le niveau de bruit des détecteurs de l'enceinte se situe entre 17 et 20 keV. . 43
2.16 Evolution du gain d'un détecteur à scintillation en fonction de la tension de polarisation du PM. 44
2.17 A gauche, une alvéole composant la structure de la sphère ORGAM. A droite, le support d'ORGAM avant l'installation des détecteurs. 46
2.18 CAO de la sphère ORGAM en position ouverte et fermée. 46
2.19 Deux détecteurs avec leur système de fixation. 47
2.20 Positions extrémales du cristal à l'intérieur du capot. 47

2.21 Vue d'ensemble de la ligne 420. 48
2.22 A gauche : Les modules d'alimentation haute-tension des détecteurs germanium. A droite : Le châssis LeCroy pour l'alimentation haute-tension des détecteurs BGO. 49
2.23 Diagramme représentant l'électronique de lecture. On a représenté la forme des signaux à chaque étape du traitement. 51

3.1 Trajectoires purement Coulombiennes de deux noyaux dans le référentiel du centre de masse. On peut voir la définition du paramètre d'impact b, et de la distance minimale d'approche d. 54
3.2 Trajectoires Coulombiennes. Pour $b > b_{gr}$, la diffusion est purement Coulombienne. Pour $b = b_{gr}$, le projectile est diffusé à θ_{gr}. Pour $b < b_{gr}$, la fusion-évaporation est en compétition avec les processus profondément inélastiques. 56
3.3 Les différents processus de collision en fonction du moment angulaire relatif des noyaux incidents. 56
3.4 Evolution de l'énergie d'excitation et du moment angulaire au cours des différentes étapes suivant la formation du noyau composé. 57
3.5 L'interprétation proposée par [Wilc 73]. En haut : un diagramme de Wilczynski schématique représentant la section efficace différentielle $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$, en fonction de l'angle et de l'énergie dans le référentiel du centre de masse. En bas : les trajectoires associées aux composantes directe et relaxée. 59
3.6 Les différentes composantes inélastiques donnant lieu à une diffusion à un angle donné. 60
3.7 Section efficace différentielle $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$ (en $\mu b/(MeV \cdot rad)$) pour la réaction $^{58}Ni(^{40}Ar, K)$ à une énergie $E_{lab} = 280$ MeV $(2,05.B_c)$, en fonction de l'angle et de l'énergie dans le centre de masse des ions K détectés [Gali 76]. 60
3.8 Section efficace différentielle $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$ (en $\mu b/(MeV \cdot rad)$) pour la réaction $^{232}Th(^{40}Ar, K)$ à une énergie $E_{lab} = 388$ MeV, en fonction de l'angle et de l'énergie dans le centre de masse des ions K détectés [Wilc 73]. 60
3.9 Diagrammes de Wilczynski obtenus pour différents isotopes de K produits dans la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni [Gali 76]. La section efficace $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$ est donnée en $\mu b/(MeV \cdot rad)$. 62
3.10 Courbes d'égale section efficace différentielle $d^2\sigma/(dE \cdot dA)$ pour la détection des ions K dans les réactions ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni et ^{40}Ca (280 MeV) + ^{64}Ni, en fonction de l'énergie mesurée dans le référentiel du laboratoire, et de la masse de l'ion K détecté [Gatt 75b]. 63
3.11 Rapport $< N/Z >$ en fonction de la masse du quasi-projectile détecté, pour deux couples faisceau-cible conduisant à des systèmes composites ayant les mêmes nombres de protons et de neutrons [Gatt 75a]. 63

3.12 Rapport $< N/Z >$ en fonction de la masse du quasi-projectile détecté, pour les différents couples faisceau-cible étudiés dans [Gatt 75a]. 65
3.13 Distribution de masse mesurée à différents angles pour les isotopes de P, dans la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni [Gatt 75a]. 67
3.14 Diagrammes de Wilczynski obtenus pour différentes valeurs du nombre de protons dans la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni [Gatt 75a]. La section efficace $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$ est donnée en $\mu b/(MeV \cdot rad)$. 68
3.15 Distribution angulaire des quasi-projectiles en fonction du nombre de protons Z, pour la réaction ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni [Agar 77]. 69
3.16 Distribution angulaire des quasi-projectiles $Z = 18$ (à gauche) et $Z = 14$ (à droite) selon la perte d'énergie, pour la réaction ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni [Agar 77]. 69
3.17 Mesure à différents angles de la section efficace différentielle $d\sigma/d\theta$ en fonction du nombre de protons du quasi-projectile (à gauche) et section efficace totale (à droite), pour la réaction ^{40}Ar (280 MeV) $+^{58}Ni$ [Gatt 75b]. 70
3.18 Diagrammes de Wilczynski obtenus pour différentes valeurs de Z, dans les réactions ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni (en haut) et ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni (en bas). La section efficace $(d^2\sigma/(dE \cdot d\theta))_{CM}$ est donnée en $\mu b/(MeV \cdot rad)$. 71

4.1 Distribution des fragments de collisions profondément inélastiques avant évaporation de particules, pour la réaction $^{48}Ca + ^{70}Zn$. 75
4.2 Distribution des fragments de collisions profondément inélastiques avant évaporation de particules, pour la réaction $^{36}S + ^{70}Zn$. 76
4.3 Distribution des fragments de collisions profondément inélastiques avant évaporation de particules, pour la réaction $^{48}Ca + ^{48}Ca$. 76
4.4 Estimation de l'angle limite pour les fragments de collisions profondément inélastiques (quasi-cible en rouge et quasi-projectile en noir) en fonction de la masse de la cible, pour les réactions $^{48}Ca + ^{48}Ca$ et $^{36}S + ^{70}Zn$ à une énergie $T_{cm}/B_c = 1,5$. . 80
4.5 Evolution de l'angle θ_{cm} en fonction de l'angle θ_{lab}, pour la réaction $^{36}S + ^{70}Zn$ à $T_{cm}/B_c = 1,5$. 81
4.6 Energie cinétique T_{lab} des fragments légers produits lors de collisions profondément inélastiques, en fonction de l'angle θ_{lab}, pour la réaction $^{36}S + ^{70}Zn$ à $T_{cm}/B_c = 1,5$. 82
4.7 Rapport des sections efficaces différentielles en fonction de l'angle d'émission du fragment léger θ_{lab}, pour la réaction $^{36}S + ^{70}Zn$ à $T_{cm}/B_c = 1,5$. 82
4.8 Variation de la plage angulaire pour la détection des fragments selon l'angle de la cible. 83
4.9 Position de la cible et des détecteurs de particules dans la chambre à réaction. . . . 84
4.10 Couverture angulaire des télescopes. 85
4.11 Largeur angulaire totale incluant l'élargissement induit par la taille du spot faisceau. 85

4.12 Energie cinétiques des fragments de collision pour $\theta_{lab} = 66^{\circ}$ (à gauche), et $\theta_{lab} = 109^{\circ}$ (à droite), en fonction de la masse. 86
4.13 Schéma du dispositif cible-détecteurs de particules. 86
4.14 Plage en énergie des fragments détectés à $\theta_{lab} = 66^{\circ}$ et 109°, en fonction de la masse. 87
4.15 Profondeur de pénétration dans le silicium en fonction de l'énergie. 88
4.16 A gauche : Energie déposée dans le premier étage (traits pleins) et dans le deuxième étage (pointillés) des télescopes pour les noyaux qui subissent une diffusion Rutherford dans le backing, en fonction de la profondeur à laquelle a lieu cette diffusion. Les courbes noires (resp. grises) correspondent au cas du télescope à 66° (resp. 109°). A droite : Position des événements correspondants dans les matrices $\Delta E - E$. 89
4.17 Section efficace différentielle pour la diffusion de Rutherford, en fonction de la profondeur atteinte dans la cible par le noyau de ^{36}S. 89
4.18 Méthode de reconstruction des événements en coïncidence. Les événements d'indice i+1 et i+2 sont dans cet exemple, en coïncidence avec l ?événement d'indice i. . . . 94
4.19 Evolution au cours de l'expérience du gain des détecteurs Silicium, normalisé au gain mesuré lors du premier run. 95
4.20 Matrice $N(E_1, E_2)$ brute pour le télescope à 66°. 97
4.21 Matrice $N(E_1, E_2)$ brute pour le télescope à 109°. 97
4.22 Spectre en énergie dans le référentiel du laboratoire, des protons (à gauche) et des particules α évaporées, d'après un calcul réalisé avec PACE4 [Gavr 80]. 98
4.23 Position attendue dans la matrice $N(E_1, E_2)$ de chacun des télescopes, des particules α produites par fusion-évaporation. 99
4.24 Dépôt d'énergie E_1 dans le premier étage du télescope à 66°, en fonction de l'énergie cinétique E_{tot}, pour différents quasi-projectiles proches du faisceau incident. La position des α et des protons provenant de la fusion-évaporation a également été représentée. 99
4.25 Matrice $N(E_1, E_{tot})$ en coïncidence avec les raies du ^{181}Ta, et projection sur l'axe E_1 de la région comprise entre 77 MeV et 80 MeV. 100
4.26 Matrice $N(E_1, E_{tot})$ pour le détecteur à 66°. 101
4.27 Spectre de temps des photons γ en coïncidence avec un événement de la matrice $N(E_1, E_{tot})$. 102
4.28 Spectre γ en coïncidence avec les particules α. 103
4.29 En bleu : spectre γ en coïncidence avec l'ensemble des particules chargée de la matrice. En rouge : spectre γ en coïncidence avec les particules alpha. 104
4.30 A gauche, la matrice $N_{\gamma}(E_1, E_{tot})$, limitée aux émissions γ du ^{181}Ta. A droite, la matrice $N_{\gamma}(E_1, E_{tot})$ sans condition sur l'énergie γ, et les contours sur les différents valeurs de Z. 105

4.31 Distribution attendue des produits de collisions profondément inélastiques après évaporation de particules. 106
4.32 Spectre en énergie des photons γ en coïncidence avec les contours sur différentes valeurs de Z. 107
4.33 Effet d'empilement dans la matrice $N(E_1, E_{tot})$. Les événements $\alpha + ^{36}S$ qui sont représentés correspondent aux cas où le noyau de ^{36}S ne traverse pas le premier étage. 108
4.34 Spectres des photons γ en coïncidence avec les raies à 487, 620 et 387 keV du ^{71}Ga. 110
4.35 Spectres des photons γ en coïncidence avec les raies à 1077, 1340 et 1270 keV du ^{68}Zn. 111
4.36 Noyaux identifiés grâce à l'étude des coïncidences $\gamma - \gamma$. Les noyaux dont le nom figure sur la charte sont ceux dont on observe la désexcitation. Les zones en bleu sont celles où on attend les quasi-projectiles et quasi-cibles après évaporation de particules. La zone en rouge donne la position des noyaux résiduels issus de l'évaporation de particules par le noyau composé de ^{52}Cr, produit par des réactions parasites sur le ^{16}O. 114
4.37 Dispositif envisageable pour l'étude de fragments de collisions profondément inélastiques détectés aux angles avant, au-delà de l'angle $\theta_{grazing}$. 117
4.38 Identification des produits de collisions profondément inélastiques avec le spectromètre BACCHUS. 117

5.1 Section efficace de production des différents noyaux résiduels par fusion-évaporation entre le ^{14}C et le ^{48}Ca, en fonction de l'énergie du faisceau. 120
5.2 Section efficace de production des différents noyaux résiduels par fusion-évaporation entre le ^{14}C et le ^{48}Ca, en fonction de l'énergie du faisceau. 120
5.3 Dispositif de détection des photons γ. 122
5.4 Un détecteur silicium à pistes. 123
5.5 Positionnement des détecteurs silicium par rapport à l'axe du faisceau et à la cible. Sur le schéma de gauche, on voit comment sont regroupées les pistes de silicium. A droite, on voit la position des détecteurs dans la chambre à réaction. 123
5.6 Courbe d'efficacité relative de l'ensemble de détection germanium. 126
5.7 Spectre de temps $t_{Ge} - t_{Si}$ des événements composant la matrice $N(E_\gamma, E_{Si})$. 127
5.8 Spectre en énergie des particules en coïncidence avec la raie à 279 keV due à l'excitation Coulombienne du ^{197}Au. 128
5.9 Spectre en énergie des particules en coïncidence avec la raie à 136 keV due à l'excitation Coulombienne du ^{181}Ta. 128
5.10 Spectre en énergie des particules en coïncidence avec la raie à 1006 keV du ^{56}Cr produit par fusion-évaporation. 128

5.11 Spectre en énergie des particules évaporées entre 100° et 170° d'après un calcul PACE4. 129
5.12 Spectre de temps des événements composant la matrice de coïncidence $\gamma-\gamma$. . . . 130
5.13 Evolution de la part des coïncidences fortuites, et de la proportion de vraies coïncidences comptabilisées, en fonction de la largeur de la fenêtre de coïncidence τ. . 131
5.14 Matrice de coïncidences $\gamma-\gamma$ et sa projection totale. 132
5.15 Spectre en énergie des protons en coïncidence avec la raie à 111 keV. 133
5.16 Spectre γ en coïncidence avec la raie à 111 keV. 134
5.17 Spectre γ en coïncidence avec la raie à 1188 keV. 134
5.18 Spectre γ en coïncidence avec la raie à 1620 keV. 135
5.19 Spectre γ en coïncidence avec la raie à 937 keV. 135
5.20 Spectre γ en coïncidence avec la raie à 1692 keV. 136
5.21 Schéma de niveaux du ^{59}Mn. 137
5.22 Spectre γ en coïncidence avec la raie à 268 keV. 138
5.23 Spectre γ en coïncidence avec la raie à 942 keV. 138
5.24 Schéma de niveaux du ^{57}Cr établi grâce aux données de cette expérience. Le spin et la parité des états excités sont tirés des résultats proposés par [Deac 05]. 139
5.25 Systématique de l'énergie des états dans les isotopes impairs de manganèse, extrait de [Chia 10]. Les états représentés par des symboles vides, reliés par des lignes pointillées sont les états observés dans les noyaux de fer. 140
5.26 Energie de l'état $9/2_1^+$ des noyaux de fer et de chrome impairs au-delà de $N=28$. . 142

6.1 Evolution de l'énergie des états du ^{53}Cr en fonction de la valeur de la constante de couplage ξ. Les états yrast apparaissent en traits pleins. Les fonctions d'onde de base dont sont issus les différents états sont indiquées à gauche de la figure. 150
6.2 Comparaison des données expérimentales avec les prédictions théoriques du modèle de couplage intermédiaire pour le noyau de ^{53}Cr, avec $\xi = 1,7$. 151
6.3 Evolution de l'énergie des états du ^{55}Cr en fonction de la valeur de la constante de couplage ξ. 153
6.4 Comparaison des données expérimentales avec les prédictions théoriques du modèle de couplage intermédiaire pour le noyau de ^{55}Cr, avec $\xi = 2,3$. 154
6.5 Evolution de l'énergie des états du ^{57}Cr en fonction de la valeur de la constante de couplage ξ. 156
6.6 Comparaison des données expérimentales avec les prédictions théoriques du modèle de couplage intermédiaire pour le noyau de ^{57}Cr, avec $\xi = 2,0$. 157
6.7 Schéma de niveaux du ^{57}Cr extrait de [Deac 05]. 158
6.8 A gauche : Energies des orbitales neutron incluses dans la résolution des équations BCS, et position du niveau de Fermi λ. A droite : Energies des quasi-particules correspondantes, obtenues par la résolution des équations BCS. 158

A.1 Interaction d'un photon γ par effet photoélectrique sur un électron d'un atome du cristal. 168
A.2 Interaction d'un photon γ par effet Comtpon sur un électron d'un atome du cristal. . 168
A.3 Distribution angulaire des photons diffusés par effet Compton [Knol 00]. 169
A.4 Coefficient linéique d'atténuation μ dans le germanium. 170
A.5 Spectre en énergie idéal pour une source monochromatique. Le pic photoélectrique correspond aux photons qui ont déposé la totalité de leur énergie dans le détecteur. Le fond Compton correspond aux photons qui ont déposé une partie de leur énergie lors d'une diffusion Compton. A chaque énergie correspond un angle de diffusion précis (voir equation A.2). 171

B.1 Diagramme schématique de bandes. Les états électroniques liés sont représentés en gris tandis que les états non-liés (conducteurs) apparaissent en violet. La position du niveau de Fermi est représentée en pointillés. 174
B.2 Position des niveaux donneurs dans le diagramme de bandes pour un semi-conducteur de type N. 175
B.3 Position des niveaux accepteurs dans le diagramme de bandes pour un semi-conducteur de type P. 176
B.4 La jonction P-N : Polarisation en direct. 177
B.5 La jonction P-N : Polarisation en inverse. 177
B.6 Evolution de la charge induite aux bornes de la jonction lors de la collecte des porteurs. 180
B.7 A gauche : Schéma simplifié du PAC dans le cadre d'un couplage alternatif. Le détecteur est considéré comme une source de courant idéale i_d, (en négligeant sa capacité et sa résistance). La capacité C_f permet l'intégration du courant, et la résistance R_f permet la décharge du détecteur. La capacité de découplage permet d'isoler le PAC de la tension de polarisation. A droite : La forme du signal en sortie du PAC. 180

C.1 A gauche : Le cristal coaxial de Germanium. A droite : Schéma du cristal coaxial P^+NN^+ et implantation des contacts. 185
C.2 Schéma de principe du cryostat. La partie sous vide est représentée en jaune. Les parois externes (à température ambiante) apparaissent en bleu. Les parties froides, conductrices de chaleur, qui maintiennent le cryostat à basse température, sont représentées en rouge. 187
C.3 Schéma d'ensemble de l'électronique embarquée. 188
C.4 Les connecteurs permettant l'alimentation et la lecture des signaux. 189
C.5 A gauche, un détecteur capot fermé. A droite, le cryostat est ouvert (en salle blanche). Le cristal est maintenu par un support en aluminium par lequel est appliquée la haute-tension. 189

D.1 Schéma du détecteur à scintillation. 192

E.1 Schéma de principe du système de refroidissement du détecteur ORGAM. 193
E.2 Une nourrice distribuant l'azote à la moitié des détecteurs. L'azote arrive par le bas. Chaque électrovanne permet d'ouvrir la ligne de transfert alimentant un détecteur donné. 194
E.3 Canule de remplissage reliée au capteur de débordement. Sur la photo de gauche, on peut voir la résistance Pt100 à l'intérieur du capteur en téflon. 195
E.4 Evolution de la résistance Pt100 du capteur de débordement au cours du remplissage. 195
E.5 Le module Agilent 34970A et le boitier d'alimentation avec son panneau de connecteurs. 196
E.6 Alimentation des vannes et mesure de Pt100. 196
E.7 Le panneau avant de l'interface LabView. 198
E.8 Une vue en coupe de la canule raccordée au *Dewar* d'un détecteur. 199

Liste des tableaux

2.1 Résolution mesurée avant (ΔE_i) et après le retraitement (ΔE_f) pour les détecteurs type EUROGAM Phase 1 du LOANPOOL. 36

2.2 Résolution mesurée avant (ΔE_i) et après le retraitement (ΔE_f) pour les détecteurs type EUROGAM Phase 1 du GAMMAPOOL. 37

3.1 Liste des réactions étudiées par [Gatt 75a] à une énergie $E_{lab} = 280$ MeV. 64

3.2 Valeur moyenne et largeur à mi-hauteur de la distribution de masse mesurée pour différentes valeur de Z, à $\theta_{lab} = 30^{\circ}$, dans la réaction ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni [Gatt 75a]. 66

3.3 section efficace relative au différents processus de collisions lors des réactions ^{40}Ca (182 MeV) + ^{64}Ni ($E_{cm}/B_c = 1,25$) et ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni ($E_{cm}/B_c = 2,05$). . 71

4.1 Rapport N/Z des isotopes stable riche en neutrons dans la région de la charte des noyaux visée par cette étude. 74

4.2 Paramètres de la réaction en fonction de la profondeur de l'interaction dans la cible de ^{70}Zn. 83

4.3 Taille et épaisseur des jonctions. 84

4.4 Ouverture angulaire et angle solide. 85

4.5 Format des données générées par l'acquisition COMET-Narval. 92

4.6 Type des données membres de la classe TEventCOMET. 93

4.7 Dépôt d'énergie d'un noyau de ^{36}S diffusé élastiquement par un noyau d'or en surface de la cible, et par un noyau de tantale en surface du backing, pour $\theta \sim 66^{\circ}$. Les énergies sont données en MeV, et les épaisseurs en μm. 97

4.8 Dépôt d'énergie d'un noyau de ^{36}S diffusé élastiquement par un noyau d'or en surface de la cible, et par un noyau de tantale en surface du backing, pour $\theta \sim 109^{\circ}$. Les énergies sont données en MeV, et les épaisseurs en μm. 98

4.9 Section efficace de production des différents noyaux résiduels d'après un calcul réalisé avec PACE4. Les voies qui peuvent induire l'évaporation d'au moins une particule α sont représentées en rouge. 103

4.10 Energie $E(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ et $E(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ des isotopes pair-pair potentiellement produits lors de collisions profondément inélastiques. 106
4.11 Energie des transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ des fragments légers observés dans les spectres en coïncidence, et nombre de coïncidences. 109
4.12 Energie des transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ des fragments légers observés dans les spectres en coïncidence, et nombre de coïncidences. 112
4.13 Section efficace de fusion-évaporation du faisceau de ^{36}S sur le ^{16}O d'après un calcul PACE4. 113

5.1 Energie d'excitation E_x et spin parité I^π des états attribués au ^{59}Mn. Energie E_γ et intensité relative I_γ des photons γ désexcitant ces niveaux. 136

6.1 Energies de particule individuelle et énergies des quasi-particules correspondantes pour le noyau de ^{53}Cr, avec $G = 0,43$ MeV. 149
6.2 Energies de particule individuelle et énergies des quasi-particules correspondantes pour le noyau de ^{55}Cr avec $G = 0,43$ MeV. 152
6.3 Energies de particule individuelle et énergies des quasi-particules correspondantes pour le noyau de ^{57}Cr, avec $G = 0,43$ MeV. 155

Bibliographie

[Adri 08] P. Adrich, A. M. Amthor, D. Bazin, M. D. Bowen, B. A. Brown, C. M. Campbell, J. M. Cook, A. Gade, D. Galaviz, T. Glasmacher, S. McDaniel, D. Miller, A. Obertelli, Y. Shimbara, K. P. Siwek, J. A. Tostevin, and D. Weisshaar. "In-beam γ-ray spectroscopy and inclusive two-proton knockout cross section measurements at $N \approx 40$". *Phys. Rev. C*, Vol. 77, No. 5, p. 054306, May 2008.

[Agar 77] S. Agarwal, J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, M. Lefort, X. Tarrago, R. Babinet, B. Cauvin, J. Girard, and H. Nifenecker. "Evidence for a short lifetime and a long lifetime regime in the deep inelastic collisions between 40Ca and 64Ni at 182 MeV". *Nuclear Physics A*, Vol. 293, No. 1-2, pp. 230 – 247, 1977.

[Appe 03] D. E. Appelbe, C. J. Barton, M. H. Muikku, J. Simpson, D. D. Warner, C. W. Beausang, M. A. Caprio, J. R. Cooper, J. R. Novak, N. V. Zamfir, R. A. E. Austin, J. A. Cameron, C. Malcolmson, J. C. Waddington, and F. R. Xu. "Detailed γ-ray spectroscopy of ^{55}Cr and ^{56}Cr : Confirmation of the subshell closure at $N = 32$". *Phys. Rev. C*, Vol. 67, No. 3, p. 034309, Mar 2003.

[Bazi 02] D. Bazin, O. Tarasov, M. Lewitowicz, and O. Sorlin. "The program LISE : a simulation of fragment separators". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 482, No. 1-2, pp. 307 – 327, 2002.

[Bock 65] R. Bock, H. H. Duhm, S. Martin, R. Rüdel, and R. Stock. "Die Niveaustruktur von Cr53 und Cr55". *Nuclear Physics*, Vol. 72, No. 2, pp. 273 – 297, 1965.

[Bris 05] J. L. Bris, R. Sellem, J. Artiges, J.-F. Clavelin, S. Du, X. Grave, O. Hubert, J. Sauvage, and B. Roussière. *Notice de l'acquisition COMET-Narval*. Institut de Physique Nucléaire, 91406 Orsay Cedex, France, 2005.

[Chia 10] C. J. Chiara, I. Stefanescu, N. Hoteling, W. B. Walters, R. V. F. Janssens, R. Broda, M. P. Carpenter, B. Fornal, A. A. Hecht, W. Królas, T. Lauritsen, T. Pawłat, D. Seweryniak, X. Wang, A. Wöhr, J. Wrzesiński, and S. Zhu. "Influence of the $\nu g_{9/2}$ orbital on level structures of neutron-rich $^{61,62}Mn_{36,37}$". *Phys. Rev. C*, Vol. 82, No. 5, p. 054313, Nov 2010.

[Deac 05] A. Deacon, S. Freeman, R. Janssens, F. Xu, M. Carpenter, I. Calderin, P. Chowdhury, N. Hammond, T. Lauritsen, C. Lister, D. Seweryniak, J. Smith, S. Tabor, B. Varley, and S. Zhu. "Changes in [nu]g9/2 shape polarisation across the odd neutron-rich Cr isotopes". *Physics Letters B*, Vol. 622, No. 1-2, pp. 151 – 158, 2005.

[Deac 07] A. N. Deacon, S. J. Freeman, R. V. F. Janssens, M. Honma, M. P. Carpenter, P. Chowdhury, T. Lauritsen, C. J. Lister, D. Seweryniak, J. F. Smith, S. L. Tabor, B. J. Varley, F. R. Xu, and S. Zhu. "Yrast structures in the neutron-rich isotopes $^{59,60}Fe$ and the role of the $g_{9/2}$ orbital". *Phys. Rev. C*, Vol. 76, No. 5, p. 054303, Nov 2007.

[Deac 11] A. N. Deacon, D. Steppenbeck, S. Zhu, S. J. Freeman, R. V. F. Janssens, M. P. Carpenter, B. Fornal, M. Honma, B. P. Kay, F. G. Kondev, J. Kozemczak, A. Larabee, T. Lauritsen, C. J. Lister, A. P. Robinson, D. Seweryniak, J. F. Smith, Y. Sun, X. Wang, F. R. Xu, and Y.-C. Yang. "Single-particle and collective structures in ^{55}Cr and ^{55}V". *Phys. Rev. C*, Vol. 83, No. 6, p. 064305, Jun 2011.

[Gade 10] A. Gade, R. V. F. Janssens, T. Baugher, D. Bazin, B. A. Brown, M. P. Carpenter, C. J. Chiara, A. N. Deacon, S. J. Freeman, G. F. Grinyer, C. R. Hoffman, B. P. Kay, F. G. Kondev, T. Lauritsen, S. McDaniel, K. Meierbachtol, A. Ratkiewicz, S. R. Stroberg, K. A. Walsh, D. Weisshaar, R. Winkler, and S. Zhu. "Collectivity at $N = 40$ in neutron-rich ^{64}Cr". *Phys. Rev. C*, Vol. 81, No. 5, p. 051304, May 2010.

[Gali 76] J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, M. Lefort, X. Tarrago, R. Babinet, B. Cauvin, J. Girard, and H. Nifenecker. "The transition between quasi elastic and completely damped collisions studied in the ^{40}Ar (280 MeV) + ^{58}Ni reaction". *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, Vol. 278, pp. 347–352, 1976. 10.1007/BF01437748.

[Gatt 75a] B. Gatty, D. Guerreau, M. Lefort, J. Pouthas, X. Tarrago, J. Galin, B. Cauvin, J. Girard, and H. Nifenecker. "Evidence for the temporary existence of a "composite" system in deep inelastic nuclear interactions". *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, Vol. 273, pp. 65–68, 1975. 10.1007/BF01435759.

[Gatt 75b] B. Gatty, D. Guerreau, M. Lefort, X. Tarrago, J. Galin, B. Cauvin, J. Girard, and H. Nifenecker. "Deep-inelastic collisions in the interaction of 280 MeV ^{40}Ar with ^{58}Ni". *Nuclear Physics A*, Vol. 253, pp. 511–532, 1975.

[Gavr 80] A. Gavron. "Statistical model calculations in heavy ion reactions". *Phys. Rev. C*, Vol. 21, No. 1, pp. 230–236, Jan 1980.

[Gilm 95] G. Gilmore and J. Hemingway. *Practical Gamma-Ray Spectrometry*. John Wiley and Sons, Ltd, 1995.

[Grzy 98] R. Grzywacz, R. Béraud, C. Borcea, A. Emsallem, M. Glogowski, H. Grawe, D. Guillemaud-Mueller, M. Hjorth-Jensen, M. Houry, M. Lewitowicz, A. C. Mueller, A. Nowak, A. Płochocki, M. Pfützner, K. Rykaczewski, M. G. Saint-Laurent, J. E. Sauvestre, M. Schaefer, O. Sorlin, J. Szerypo, W. Trinder, S. Viteritti, and J. Winfield.

"New Island of μs Isomers in Neutron-Rich Nuclei around the $Z = 28$ and $N = 40$ Shell Closures". *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, No. 4, pp. 766–769, Jul 1998.

[Hana 74] F. Hanappe, M. Lefort, C. Ngô, J. Péter, and B. Tamain. "Cross Section and Angular Distribution of Products in "Quasifission" Reactions Induced by 525-MeV ^{84}Kr Ions on a ^{209}Bi Target". *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 32, No. 13, pp. 738–741, Apr 1974.

[Hote 08] N. Hoteling, W. B. Walters, R. V. F. Janssens, R. Broda, M. P. Carpenter, B. Fornal, A. A. Hecht, M. Hjorth-Jensen, W. Królas, T. Lauritsen, T. Pawłat, D. Seweryniak, J. R. Stone, X. Wang, A. Wöhr, J. Wrzesiński, and S. Zhu. "Rotation-aligned coupling in ^{61}Fe". *Phys. Rev. C*, Vol. 77, No. 4, p. 044314, Apr 2008.

[Kash 64] E. Kashy, A. Sperduto, H. Enge, and W. Buechner. "Shell model states in ^{49}Ca". *The Physical Review*, Vol. 135, No. 4B, pp. 865 – 871, 1964.

[Knol 00] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, Inc., 2000.

[Lebo 08] M. Lebois. *Structure des noyaux de Germanium et de Gallium riches en neutrons au-delà de N=50 à ALTO.* PhD thesis, Université Paris XI, Orsay, 2008.

[Lenz 10] S. M. Lenzi, F. Nowacki, A. Poves, and K. Sieja. "Island of inversion around ^{64}Cr". *Phys. Rev. C*, Vol. 82, No. 5, p. 054301, Nov 2010.

[Lidd 05] S. N. Liddick, P. F. Mantica, R. Broda, B. A. Brown, M. P. Carpenter, A. D. Davies, B. Fornal, M. Horoi, R. V. F. Janssens, A. C. Morton, W. F. Mueller, J. Pavan, H. Schatz, A. Stolz, S. L. Tabor, B. E. Tomlin, and M. Wiedeking. "β-decay of odd-A ^{57}Ti and ^{59}V". *Phys. Rev. C*, Vol. 72, No. 5, p. 054321, Nov 2005.

[Ljun 10] J. Ljungvall, A. Görgen, A. Obertelli, W. Korten, E. Clément, G. de France, A. Bürger, J.-P. Delaroche, A. Dewald, A. Gadea, L. Gaudefroy, M. Girod, M. Hackstein, J. Libert, D. Mengoni, F. Nowacki, T. Pissulla, A. Poves, F. Recchia, M. Rejmund, W. Rother, E. Sahin, C. Schmitt, A. Shrivastava, K. Sieja, J. J. Valiente-Dobón, K. O. Zell, and M. Zielińska. "Onset of collectivity in neutron-rich Fe isotopes : Toward a new island of inversion ?". *Phys. Rev. C*, Vol. 81, No. 6, p. 061301, Jun 2010.

[Luna 07] S. Lunardi, S. M. Lenzi, F. D. Vedova, E. Farnea, A. Gadea, N. Mărginean, D. Bazzacco, S. Beghini, P. G. Bizzeti, A. M. Bizzeti-Sona, D. Bucurescu, L. Corradi, A. N. Deacon, G. d. Angelis, E. Fioretto, S. J. Freeman, M. Ionescu-Bujor, A. Iordachescu, P. Mason, D. Mengoni, G. Montagnoli, D. R. Napoli, F. Nowacki, R. Orlandi, G. Pollarolo, F. Recchia, F. Scarlassara, J. F. Smith, A. M. Stefanini, S. Szilner, C. A. Ur, J. J. Valiente-Dobón, and B. J. Varley. "Spectroscopy of neutron-rich Fe isotopes populated in the ^{64}Ni+^{238}U reaction". *Phys. Rev. C*, Vol. 76, No. 3, p. 034303, Sep 2007.

[Mant 03] P. F. Mantica, A. C. Morton, B. A. Brown, A. D. Davies, T. Glasmacher, D. E. Groh, S. N. Liddick, D. J. Morrissey, W. F. Mueller, H. Schatz, A. Stolz, S. L. Tabor,

M. Honma, M. Horoi, and T. Otsuka. "β decay studies of the neutron-rich $^{56--58}V$ isotopes". *Phys. Rev. C*, Vol. 67, No. 1, p. 014311, Jan 2003.

[Mari 66] A. Marion. *Bruit de fond des transistors à effet de champ refroidis - Application aux préamplificateurs de charges*. PhD thesis, Faculté des sciences de l'Université de Paris, centre d'Orsay, 1966.

[Momo 80] G. Momoki, K. Sasaki, and S. Suekane. "Woods-Saxon potential for ^{40}Ca and ^{48}Ca". *Lettere Al Nuovo Cimento (1971 - 1985)*, Vol. 27, pp. 401–405, 1980. 10.1007/BF02759265.

[Myer 66] W. Myers and W. Swiatecki. "Nuclear Masses and Deformations". *Nuclear Physics A*, Vol. 81, pp. 1–60, 1966.

[NNDC] "NNDC ENSDF". `http://www.nndc.bnl.gov`.

[Oino 01] M. Oinonen, U. Köster, J. Äystö, V. Fedoseyev, V. Mishin, J. Huikari, A. Jokinen, A. Nieminen, K. Peräjärvi, A. Knipper, and G. Walter. "Ground-state spin of ^{59}Mn". *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, Vol. 10, pp. 123–127, 2001. 10.1007/s100500170122.

[Paar 73] V. Paar. "Coupling of a three-particle (hole) valence-shell cluster to quadrupole vibrations (Alaga model) : The Z = 50 region : odd Ag and I isotopes ; and the Z = 28 region : odd Mn and Ga isotopes". *Nuclear Physics A*, Vol. 211, No. 1, pp. 29 – 76, 1973.

[Pauw 09] D. Pauwels, O. Ivanov, N. Bree, J. Büscher, T. E. Cocolios, M. Huyse, Y. Kudryavtsev, R. Raabe, M. Sawicka, J. V. de Walle, P. V. Duppen, A. Korgul, I. Stefanescu, A. A. Hecht, N. Hoteling, A. Wöhr, W. B. Walters, R. Broda, B. Fornal, W. Krolas, T. Pawlat, J. Wrzesinski, M. P. Carpenter, R. V. F. Janssens, T. Lauritsen, D. Seweryniak, S. Zhu, J. R. Stone, and X. Wang. "Structure of $^{65,67}Co$ studied through the β decay of $^{65,67}Fe$ and a deep-inelastic reaction". *Phys. Rev. C*, Vol. 79, No. 4, p. 044309, Apr 2009.

[Ramo 39] S. Ramo. "Currents induced by electron motion". In : *Proceedings of IRE conference*, pp. 584–585, Institue Of Radio Engineers, 1939.

[ROOT] "ROOT website". `http://root.cern.ch`.

[Roth 11] W. Rother, A. Dewald, H. Iwasaki, S. M. Lenzi, K. Starosta, D. Bazin, T. Baugher, B. A. Brown, H. L. Crawford, C. Fransen, A. Gade, T. N. Ginter, T. Glasmacher, G. F. Grinyer, M. Hackstein, G. Ilie, J. Jolie, S. McDaniel, D. Miller, P. Petkov, T. Pissulla, A. Ratkiewicz, C. A. Ur, P. Voss, K. A. Walsh, D. Weisshaar, and K.-O. Zell. "Enhanced Quadrupole Collectivity at $N = 40$: The Case of Neutron-Rich Fe Isotopes". *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 106, No. 2, p. 022502, Jan 2011.

[Step 10] D. Steppenbeck, A. N. Deacon, S. J. Freeman, R. V. F. Janssens, S. Zhu, M. P. Carpenter, P. Chowdhury, M. Honma, T. Lauritsen, C. J. Lister, D. Seweryniak, J. F.

Smith, S. L. Tabor, and B. J. Varley. "High-spin structures in the neutron-rich isotopes $^{57-60}Mn$". *Phys. Rev. C*, Vol. 81, No. 1, p. 014305, Jan 2010.

[Szil 07] S. Szilner, C. A. Ur, L. Corradi, N. Mărginean, G. Pollarolo, A. M. Stefanini, S. Beghini, B. R. Behera, E. Fioretto, A. Gadea, B. Guiot, A. Latina, P. Mason, G. Montagnoli, F. Scarlassara, M. Trotta, G. d. Angelis, F. D. Vedova, E. Farnea, F. Haas, S. Lenzi, S. Lunardi, R. Mărginean, R. Menegazzo, D. R. Napoli, M. Nespolo, I. V. Pokrovsky, F. Recchia, M. Romoli, M.-D. Salsac, N. Soić, and J. J. Valiente-Dobón. "Multinucleon transfer reactions in closed-shell nuclei". *Phys. Rev. C*, Vol. 76, No. 2, p. 024604, Aug 2007.

[Vali 08] J. J. Valiente-Dobón, S. M. Lenzi, S. J. Freeman, S. Lunardi, J. F. Smith, A. Gottardo, F. D. Vedova, E. Farnea, A. Gadea, D. R. Napoli, M. Axiotis, S. Aydin, D. Bazzacco, P. G. Bizzeti, A. M. Bizzeti-Sona, G. Benzoni, D. Bucurescu, L. Corradi, A. N. Deacon, G. De Angelis, E. Fioretto, B. Guiot, M. Ionescu-Bujor, A. Iordachescu, S. Leoni, N. Mărginean, R. Mărginean, P. Mason, R. Menegazzo, D. Mengoni, B. Million, G. Montagnoli, R. Orlandi, F. Recchia, E. Sahin, F. Scarlassara, R. P. Singh, A. M. Stefanini, D. Steppenbeck, S. Szilner, C. A. Ur, B. J. Varley, and O. Wieland. "Spectroscopy of neutron-rich $^{59-63}Mn$ isotopes". *Phys. Rev. C*, Vol. 78, No. 2, p. 024302, Aug 2008.

[Wilc 73] J. Wilczynski. "Nuclear molecules and nuclear friction". *Physics Letters B*, Vol. 47, No. 6, pp. 484 – 486, 1973.

[Wood 54] R. D. Woods and D. S. Saxon. "Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering". *Phys. Rev.*, Vol. 95, No. 2, pp. 577–578, Jul 1954.

[Yang 11] Y.-C. Yang, H. Jin, Y. Sun, and K. Kaneko. "Nature of the 9/2+ band in odd-mass neutron-rich Cr nuclei". *Physics Letters B*, Vol. 700, No. 1, pp. 44 – 48, 2011.